



北京大学

本科生毕业论文

题目： 量子引力唯象学与洛伦兹
破坏的天体物理检验

姓 名： 邵立晶

学 号： 00604182

院 系： 物理学院

专 业： 理论物理

研究方向： 粒子物理

导师姓名： 马伯强 教授

二零一零年六月

版权声明

任何收存和保管本论文各种版本的单位和个人，未经本论文作者同意，不得将本论文转借他人，亦不得随意复制、抄录、拍照或以任何方式传播。否则，引起有碍作者著作权之问题，将可能承担法律责任。

量子引力唯象学与洛伦兹破坏的天体物理检验

邵立晶 理论物理

导师姓名： 马伯强 教授

摘 要

洛伦兹对称性是时空的基本对称性. 随着人们对于各种对称性与对称性破缺的深入理解, 以及量子引力理论发展的需要, 物理学家开始考虑在极高能量下洛伦兹对称性存在着破缺的可能性. 倘若高能下存在着洛伦兹破坏行为, 那么, 在低能下就会有微小的残留“遗迹”效应, 如对爱因斯坦正则能动量色散关系 $E^2 = p^2 + m^2$ 的修正. 进一步地, 这将体现出低能下丰富多彩的洛伦兹破坏现象学, 为量子引力理论的实验探究提供了一个宝贵的窗口. 虽然洛伦兹破坏即使存在, 修正项也会由于普朗克物理的压低而很小. 但幸运的是, 如今的实验, 特别是天文上的观测, 已经开始达到能够探测与约束洛伦兹破坏效应的能力, 并以此可区分, 检验, 或约束量子引力理论模型.

本文研究讨论了导致洛伦兹破坏效应的几种量子引力理论的现状, 特别是有效场论形式的“标准模型拓展” (Standard model extension; SME) 和非有效场论形式的“变形的狭义相对论” (Doubly special relativity or Deformed special relativity; DSR) 等理论. 进一步地, 我们深入研究了洛伦兹破坏效应在天体物理的高能光子与电子领域上所体现出的效应, 主要有, (i) 由于光速对光子能量的依赖而导致的 γ -暴 (γ -ray bursts; GRBs) 与活动星系核 (Active galactic nuclei; AGNs) 中的高能光子的延迟现象, (ii) 高能光子的非标准模型衰变 $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ 而导致的光子高能流强的截断, (iii) 高能光子与低能光子的反应 $\gamma + \gamma_{\text{CMB/EBL}} \rightarrow e^+ + e^-$ 中的洛伦兹修正所带来的高能端光子流强“反常增大”现象, (iv) 光子真空双折射, 电子真空切

伦科夫辐射, 电子手征反转, 电子同步辐射频率上限等.

洛伦兹破坏物理学的研究是近十年内才特别地兴盛起来的, 并迅速吸引了很多物理学家的极大关注. 从理论方面说, 这里还有很多的理论问题与检验问题需要澄清与探讨; 可幸的是, 从实验与观测方面来说, 随着现在的实验观测技术的改进与新兴的观测平台的发展, 如 Fermi 卫星, Pierre Auger 和 HESS 望远镜等, 洛伦兹破坏物理有望在近十年内有重大的进展, 为人类进一步认识时空的基本性质做出贡献.

关键词: 量子引力, 唯象学, 洛伦兹破坏, 天体物理

Quantum Gravity Phenomenology and Astrophysical Tests on Lorentz Violation

Lijing Shao (Theoretical Physics)

Supervised by **Prof. Bo-Qiang Ma**

Abstract

Lorentz violation (LV) is predicted by some quantum gravity (QG) candidates, wherein the canonical energy-momentum dispersion relation is modified. Consequently, new phenomenons beyond the standard model are predicted. Especially, the presence of LV highly affects the propagation of astrophysical photons with very high energy from distant galaxies, and behaviors of astrophysical high energy electrons.

In this paper, we review some recent progresses on the theoretical aspects of quantum gravity where distinguishable LV terms are induced, e.g., the standard model extension (SME) and doubly special relativity (also named as the deformed special relativity; DSR). Then we study LV phenomenons associated with the propagation of high energy photons and detailed behaviors of high energy astrophysical electrons. We classify the LV effects into the following categories: (i) time lags between photons with different energies from γ -ray bursts (GRBs) and active galactic nuclei (AGNs); (ii) a cutoff of photon flux above the threshold energy of photon decay, $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$; (iii) new patterns in the spectra of multi-TeV photons and EeV photons, due to the absorption of background lights, (iv) vacuum birefringence, vacuum Čerenkov radiation, helicity decay, synchrotron radiation, and so on.

As we can see, the details of LV effects on astrophysical photons and electrons depend heavily on the phase space of LV parameters. From observational aspects, nowadays available instruments can study these phenomenons hopefully, highlighting Fermi satellite, Pierre Auger Observatory and the High Energy Stereoscopic System (HESS), and shed lights onto LV issues and QG theories.

Keywords: Quantum gravity, Phenomenology, Lorentz violation, Astrophysics

目 录

绪 言	1
第一章 量子引力与洛伦兹破坏的唯象学简介	3
第二章 洛伦兹破坏的有效场论理论	7
2.1 可重整的标准模型拓展	8
2.2 不可重整的标准模型拓展	9
2.2.1 5-维不可重整算符	9
2.2.2 6-维不可重整算符	12
第三章 非场论形式的洛伦兹破坏理论	15
3.1 双重的狭义相对论	15
3.1.1 普遍的 DSR 理论的数学描述	16
3.1.2 DSR 模型的两个实现例子	17
3.2 D-膜模型	20
第四章 宇宙学光子传播过程对洛伦兹对称性的检验	23
4.1 洛伦兹对称性破坏导致的时间延迟	23
4.1.1 γ -暴	24
4.1.2 活动星系核	26
4.2 真空双折射	27
4.3 考虑天体物理源效应的时间延迟	28

第五章 洛伦兹破坏下天体物理中的电子, 光子的相互作用与转化	33
5.1 光子衰变 $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$	33
5.2 高能光子的吸收 $\gamma + \gamma_{\text{EBL/CMB}} \rightarrow e^+ + e^-$	37
5.3 电子的真空切伦科夫辐射 $e_{\pm} \rightarrow e_{\pm} + \gamma$	38
5.4 手征反转 $e_{\pm} \rightarrow e_{\mp} + \gamma$	39
5.5 电子的同步辐射上限	39
结 论	41
致 谢	51

绪 言

对于自然界的对称性的认识与应用,是现代物理的一个伟大成就;而对自然界对称性破缺的发现,更是物理学发展史上的瑰宝 [1]. 随着宇称不守恒, CP 不守恒等重要的对称性破缺的发现与实验验证,人们不禁要问,作为时空对称性的洛伦兹对称性,有什么理由是精确的,它是否也只是一种近似? 另一方面,为了调和广义相对论与标准模型的矛盾,理论物理学家一直在孜孜探求量子引力理论. 不少的量子引力理论预言了形形色色的洛伦兹破坏效应. 综合以上两方面的考虑,物理学家怀着极大的热情,工作在探索洛伦兹破坏的物理机理,现象学和实验探索的前线.

洛伦兹对称性是时空的基本对称性,它在物理学的各个领域都发挥了重要的作用,是人类对时空理解的智慧结晶. 它从爱因斯坦 1905 年提出狭义相对论以来,在实验上禁受住了超过百年的考验,有坚厚的实验基础,不易被轻易修改. 从而,引入洛伦兹破坏的理论,不论是有效场论 (Effective field theory; EFT) 也好,非有效场论也好,为了与现有实验不矛盾,所给出的洛伦兹破坏的修正必须非常之小. 一般来说,我们认为修正项受到实际物理过程的典型能标 E 与普朗克能量 $E_{\text{Pl}} \equiv \sqrt{\hbar c^5/G} \simeq 1.22 \times 10^{19} \text{ GeV}$ 的比值的整数次幂的压低. 大家都知道,现今地球上人造的粒子能量最高值 10^4 GeV 尚在 CERN 的大型强子对撞机 (Large Hadron Collider; LHC) 中努力. 而天文上有史以来 (也是物理学各方面有史以来) 观测到的最高能量的粒子 — 宇宙射线 — 也只有 10^{12} GeV 的量级. 它们相对于普朗克能量来说,还差很多个数量级. 所以可见,洛伦兹破坏的物理效应在现在的实验探测能力看来,将是极其微小的,探测起来可想而知会是十分不容易.

可是,令人感到幸运的是,自然界存在一定的机制来“放大”洛伦兹破坏的效应,如,长基线的宇宙学距离的传播,超精准地球实验的测量等. 同时,如今的地球实验与天文观测的技术发展,在精度上已部分达到探测洛伦兹破坏效应的能力,并在未来的实验装置中将有更好的更精准的改进. 作为实验科学的物理学,对于能有切实的实验支持的如此令人兴奋的未知领域,在最近的十几年内吸引了众多的理论物

理学家与实验物理学家的尝试性探索, 并已经取得了一些令人骄傲的成就.

本文先综述性地讨论了一些关于洛伦兹破坏的模型与理论框架, 接着集中在天文光子的传播与一些电动力学过程的洛伦兹破坏效应上, 结合在本科生阶段所做的几项工作, 进行了深入的探讨. 所讨论的主要过程有: (i) 由于洛伦兹破坏效应导致了能动量色散关系的修正, 从而光速对于光子能量有所依赖, 所以同时发射的光子经过一定的距离以后, 所达到的时间会有差异, 这将在 γ -暴与活动星系核的高能光子中被探测到; (ii) 能动量修正关系也会导致在标准模型中严格禁戒的过程发生, 如光子衰变 $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$, 从而导致衰变阈值上的光子流强为 0; (iii) 能动量的修正同时会修改标准模型中已有反应的具体行为, 出现非常有意思的现象, 如高能光子传播过程中与低能背景光子反应产生正负电子对的过程 $\gamma + \gamma_{\text{EBL/CMB}} \rightarrow e^+ + e^-$; (iv) 光子真空双折射, 电子真空切伦科夫辐射, 电子手征反转, 电子同步辐射频率上限等.

由于洛伦兹破坏效应所涉及的理论实验领域都十分广泛, 而且在不断地深入研究, 研究状况更新速度惊人. 本文只能部分地“窥其一斑”, 而有志于进入广袤的洛伦兹破坏理论与唯像学的研究者, 需要更加详尽的综述与对该课题的现状的跟进.

第一章 量子引力与洛伦兹破坏的唯象学简介

广义相对论与标准模型的不相容性问题, 是理论物理学研究的一个重要方面, 是物理学寻找“最终答案”必须要回答的一个关键问题, 是对量子引力理论的探索中必须克服的困难. 虽然其中挑战重重, 但我们切实需要量子引力, 这不仅仅是物理哲学观念与自洽性上的需要, 更是对于各种实际物理现象的描述与理解上的需要, 如宇宙大爆炸的奇点问题和黑洞的量子化问题等, 都涉及到强引力下的微观世界的量子行为. 而在这些领域的物理中, 或者说广义相对论要失效, 或者说经典的量子场论要失效, 甚至是现在的广义相对论与量子场论都失效, 需要让位于更深层次的一个全新的物理理论.

另一方面, 物理学是门实验科学, 离开了实验的物理理论铁定是没有长久的生命力的, 只是一堆数学公式与抽象概念的堆砌而已. 而现在在我们对量子引力理论的探索中, 正面临着这样一个问题: 由于缺少实验与观测的佐证, 量子引力理论虽然五花八门, 各有千秋, 但是与“真实的物理理论”还有一定的距离. 对正确的量子引力理论的筛选, 最主要与最关键的出发点就是实验与观测的结果. 特别是根据量子引力理论研究的现状 — 有很多个候选者, 却很难决定孰优孰劣 — 这个时候, 实验观测的指导恰恰是最为至关重要的.

原则上, 我们可以通过众多量子引力的理论预言来检验量子引力理论, 可是现在的实际情况却面临着双重的困难. 一方面是很多量子引力模型本身都正处在发展的过程中, 还缺少严格的结论与深入的认识, 很难给出完全的预言. 另一方面, 量子引力是极高能情况下对于引力与量子理论的统一描述, 而所特征的能量为普朗克能量 $E_{\text{Pl}} \equiv \sqrt{\hbar c^5/G} \simeq 1.22 \times 10^{19} \text{ GeV}$, 这是在可预见的未来不能达到的.

可幸的是, 对于上面的两个问题我们都有初步的答案. 对前面一个问题的回答是, 虽然我们到现在还没能做到“全面”理解量子引力理论, 然而从对它们现在的“部

分的”认识中,我们可以先考虑唯象地初步地学习这些理论的预言,并通过实验与观测来检验与约束理论,这就产生了活跃的量子引力唯像学研究.而对后面一个问题的回答是,虽然普朗克能标很高,但我们可以通过一些“智慧的”想法,集中考察量子引力唯像学的低能下可观测“遗迹”.这些低能可观测“遗迹”,是落在我们实验能力的范围之内的.它们主要有 [2, 3],

- 量子退相干和态塌缩过程 [4],
- 原初的宇宙学微扰中的量子引力效应 [5],
- 耦合常数演变的可能性 [6],
- TeV 量级的黑洞, 以及额外维的研究 [7],
- 离散对称性的破坏 [8],
- 时空对称性的破坏 [9].

本文重点主要集中在上述“遗迹”的最后一点的理论可能性与相应的实验观测的检验上.这里,我们关于“时空对称性的破坏”的可能性是出于如下的考虑:原本认为自然界严格遵守的宇称 P, 以及 CP 对称性,它们在实验上都得到了破缺的证实,使得另外的一些“严格的”对称性也受到了质疑: CPT 对称性是严格守恒的吗,洛伦兹对称性是严格守恒的吗?¹

事实上,不同的量子引力理论给出了不同的洛伦兹破坏的预言,如,弦论 [11], 时空泡沫理论 [12], 圈引力理论 [13], 非对易几何场论 [14, 15, 16]. 一般来说,它们都会给出对标准的能动量色散关系 $E^2 = p^2 + m^2$ 的修正,可是具体的修正项与修正行为会因底下的理论不同而有所不同,所以能够从实验上加以区分与鉴别.² 但是,为了能够证实或者约束众多的洛伦兹破坏理论,我们现在更需要的是实验上的证据的支持.而现今对于量子引力的洛伦兹破坏效应的实验检验,主要集中在由洛

¹CPT 对称性与洛伦兹对称性是密切相关的两种对称性.可以严格证明如下“反 CPT 定理”:在一个么正的局域相对论性点粒子场论中,如果 CPT 对称性不成立,那么,洛伦兹对称性一定是被破坏了 [10].

²这里要强调一点,并不是每种量子引力理论都预言了洛伦兹破坏效应,也不是每种有洛伦兹破坏效应的量子引力理论都会修正能动量色散关系.

伦兹对称性的破坏而导致的修正的色散关系, 以及由此所引起的与标准模型有异的粒子具体行为上.³ 这类检验主要有 [2, 3],

- 利用地球自转检验三维空间的转动对称性,
- 由于光子的光速对光子的能量有所依赖, 从而导致的高能光子的延迟效应,
- 由于光子的光速对光子的螺旋度有所依赖, 从而导致的真空双折射效应,
- 标准模型中禁戒的一些效应可能在洛伦兹破坏的理论中发生, 如光子衰变, 电子真空切伦科夫辐射等,
- 标准模型中的反应特征的改变, 如 $\gamma + \gamma_{\text{EBL/CMB}} \rightarrow e^+ + e^-$ 过程, 从而体现出与标准模型有异的行为,
- 由于电子的能量对电子的螺旋度有所依赖而导致的电子螺旋度反转, 又称手征反转,
- 粒子的速度可能存在一个上限, 即最大可达到速度 (Maximum attainable velocity; MAV), 从而对于粒子的辐射等问题有所约束,
- 粒子与引力场的耦合效应等.

要注意的是, 并不是每个洛伦兹破坏理论中都有以上的反常现象. 特定的理论都有自己特定的洛伦兹破坏行为, 从而体现出上面所列的某个或者某几个特点或者反常.

本文着重讨论在某些模型或者假设下, 洛伦兹破坏的理论对于实验的预言, 以及反过来, 从实验与观测上的观测限制, 来约束洛伦兹破坏行为的能标与具体洛伦兹破坏行为的形式. 这里的讨论主要限制在洛伦兹破坏的量子电动力学 (Quantum electrodynamics; QED) 上, 也就是主要集中在光子与正负电子的性质上, 特别是集中在光子的讨论上.

³也存在一些实验, 对空间的各向同性假设进行检验, 如对钟实验等; 由于该类实验属于实验室实验, 本文主要讨论天文观测的实验检验. 事实上, 本文所有的讨论都假设了空间各向同性. 所以, 本文所讨论的范围内, 并没有考虑空间各向同性的破坏, 而是考虑了洛伦兹 boost 群元的破坏.

洛伦兹破坏的唯像学研究包含了众多的方面, 已有了大量的科学文献的研究与探索, 这里不可能一一涉及. 另一方面, 这个领域的内容处在不断的更新中, 实验与理论在同步交叉地发展, 这里只能讨论部分基本的问题, 而不可能涉及所有的处于不断更新中的理解. 综合以上两点, 若读者需要了解更多的更新的洛伦兹破坏前沿研究, 则需要参考其他的文献. 这里只提供该领域一个大致的研究状况, 特别着重在本人与合作者亲身实践过的一些工作上.

第二章 洛伦兹破坏的有效场论理论

量子场论 (Quantum field theory; QFT) 是二十世纪物理学最伟大的成就之一, 它是人类描述微观量子世界的最深入的认识. 量子场论作为现代物理的语言, 在粒子物理, 凝聚态, 宇宙学等诸多领域发挥了出色的作用.

而随着量子场论理论的发展, 物理学家越来越认识到, 所谓的标准模型, 极有可能只是更深层次的物理理论在低能下 ($E \ll E_{\text{Pl}}$) 的有效模型, 即所谓的“有效量子场论” (Effective field theory; EFT) [17, 18]. 所以, 人们对于洛伦兹破坏物理的描述, 最直接与最有效的出发点就是把洛伦兹破坏项纳入到标准模型这个“有效量子场论”的框架中.

Colladay 和 Kostelecký 做了这方面的最成功的尝试, 系统地发展了“标准模型拓展” (Standard model extension; SME) [19, 20]. 标准模型拓展是最小的 $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ 对称性下的标准模型的扩展. 扩展的拉氏量中引入了直接破坏洛伦兹对称性的“洛伦兹破坏项”. 这些项可以看成是某高能标下到低能标时产生相变 — “对称性自发破缺” (Spontaneous symmetry breaking) — 而导致张量场获得真空期望值, 并进一步与标准模型中的场量耦合. 这个模型中保留了标准模型中的很多好的性质, 如规范不变性, 能动量守恒, 洛伦兹协变性 (Lorentz covariance),¹ 微观因果性, 能量的正定性, 反常相消等. 而且, 由于这个拓展的理论并没有离开量子场论的框架, 对于量子场论的语言, 理论学家是相当熟悉的. 所以, 大家对于这个拓展的研究热情比较高, 研究中的预言与实验观测检验也比较有效.

Colladay 和 Kostelecký [19, 20] 初步研究的“标准模型拓展”是可重整的有效场论, 也就是说, 拉氏量中的耦合常数的质量量纲大于或者等于零. 其后, Myers, Pospelov [21] 和 Mattingly [22] 等人系统地研究了不可重整的“标准模型拓展”. 不可重整的理论的好处在于, 在拉氏量中引入的修正项是直接受到普朗克能量压低

¹标准模型拓展, 破坏了理论中的洛伦兹不变性 (Lorentz invariance), 而保留了洛伦兹协变性 (Lorentz covariance).

的, 从而能够更加自然地给出“微小”的洛伦兹破坏效应, 在无量纲耦合系数量级为 $\mathcal{O}(1)$ 情况下, 能够与实验和观测中看到的洛伦兹对称性在非常大的程度上的不变性没有严重的冲突. 鉴于此, 人们现在对于洛伦兹破坏的有效场论的研究, 有很大一部分的注意力转移到了不可重整的 SME 上.

2.1 可重整的标准模型拓展

Colladay 和 Kostelecký [19, 20] 的做法十分直观有效, 他们把张量场由于洛伦兹自发破缺导致的真空期望值作为拉氏量中的常数系数, 通过引入它们与标准模型的场量的耦合, 这些项将展现出洛伦兹破坏的物理.

例如, 对于光子场而言, 所有可重整的洛伦兹破坏算符可通过对称张量 $(k_F)_{\kappa\lambda\mu\nu}$ 与反对称张量 $(k_{AF})_\kappa$ 引入. 具体来说, 写出的纯光子部分的拉氏量如下 [19, 20, 23],

$$\mathcal{L}_{\text{LV}^+ \oplus \text{LV}^-}^{\text{photon}} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}(k_F)_{\kappa\lambda\mu\nu}F^{\kappa\lambda}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}(k_{AF})_\kappa\epsilon^{\kappa\lambda\mu\nu}A_\lambda F_{\mu\nu}, \quad (2.1)$$

其中, $(k_F)_{\kappa\lambda\mu\nu}$ 部分是 CPT 为正的, 而 $(k_{AF})_\kappa$ 部分破坏了 CPT 对称性, 是 CPT 负的.

要注意的是, 这个拉氏量中的系数 k_A 与 k_{AF} , 虽然也带有洛伦兹指标, 但与其他场量不同, 它们是破坏了洛伦兹不变性 (Lorentz invariance) 的. 从形式上来看, 可以很容易看出, 它们保持了理论的洛伦兹协变性 (Lorentz covariance); 直观地说, 也就是保持了上下指标的有效收缩. 所以, 标准模型拓展最重要的地方在于, 新近引入的洛伦兹破坏项, 在粒子的洛伦兹变换下, 它们作为背景常场量, 是不变的, 而对于坐标系的变换, 它们是与其他的张量一样变化的; 这就是引入洛伦兹破坏项 (张量场的真空期望值) 关键的地方.

同样, 可以引入标准模型的正电子成分, 并通过与上面一样的方法, 引入由于张量场的真空期望值而导致的洛伦兹破坏项. 例如, 对于电子来说, 有 CPT 为偶的部分 [19, 20, 23]

$$\mathcal{L}_{\text{LV}^+}^{\text{fermion}} = -\frac{1}{2}H_{\mu\nu}\bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}\psi + \frac{i}{2}c_{\mu\nu}\bar{\psi}\gamma^\mu \overleftrightarrow{D}^\nu \psi + \frac{i}{2}d_{\mu\nu}\bar{\psi}\gamma_5\gamma^\mu \overleftrightarrow{D}^\nu \psi, \quad (2.2)$$

同样地, CPT 为奇的部分 [19, 20, 23]

$$\mathcal{L}_{LV}^{\text{fermion}} = -a_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \psi - b_\mu \bar{\psi} \gamma_5 \gamma^\mu \psi. \quad (2.3)$$

其中的 $H_{\mu\nu}$, $c_{\mu\nu}$, $d_{\mu\nu}$, a_μ , b_μ 等都是同光子部分的 k_F , k_{AF} 类似的洛伦兹破坏项的系数; 它们同样来自于张量场的真空期望值.

另外, 对于除了光子, 电子以外的其他场量, 也可以通过同样的方式来引入. 进一步地, 也可以类似地引入不同场之间的相互作用项. 由于我们这里只考虑电动力学过程, 所以其他场的洛伦兹破坏不在考虑之列, 这里都不再累述, 具体可参见参考文献 [19, 20].

2.2 不可重整的标准模型拓展

Myers 和 Pospelov [21] 指出, 在有效场论的框架下, 同样可以引入更加高阶的洛伦兹破坏算符. 引入更高质量维度的洛伦兹破坏项的好处是, 它们可以很自然地给出被高能标 (普朗克能量 E_{Pl}) 压低的行为, 如系数正比于 $1/E_{\text{Pl}}$, $1/E_{\text{Pl}}^2$ 等. 这样一来, 相对于可重整的有效场论需要人为地使得其中的洛伦兹破坏系数 (如前面提到过的 k_F , k_{AF} , $H_{\mu\nu}$, $c_{\mu\nu}$, $d_{\mu\nu}$, a_μ , b_μ 等) 很小以便与现有实验不冲突而言, 不可重整的理论似乎给出了更加好的普朗克能标压低的机理. 所以, 近些年的研究, 对于不可重整的量子场论也有了很大的涉及与讨论.

在这一部分, 我们单独考虑高维的洛伦兹破坏算符, 而先不考虑前面讨论的 3-维和 4-维的算符. 要提到的一点是, 出于实验限制能力上的考虑与理论复杂度的考虑, 这里先讨论 5-维和 6-维的不可重整算符. 而对于更高质量维度的不可重整算符, 暂不予考虑.

2.2.1 5-维不可重整算符

在洛伦兹破坏的有效场论中, 由于张量场的真空期望值的存在, 不可避免地需要引入一个优先的特殊的参考系 (the preferred frame). 考虑一个特定的参考系, 由类时矢量 n^a 来标记, n^a 满足归一化条件 $n \cdot n = 1$. 下面, 我们通过 Myers 和

Pospelov [21] 的框架, 来详细地看看 5-维的不可重整洛伦兹破坏算符的引入与对能动量色散关系的修正.²

标量场. 在标准模型中, 标量场的拉格朗日量为

$$\mathcal{L}_0 = |\partial\Phi|^2 - m^2|\Phi|^2. \quad (2.4)$$

只考虑 5-维质量量纲的修正, 那么, 对于标量场的拉格朗日量的修正项为 [21]

$$\mathcal{L}_s = i\frac{\kappa}{M_{\text{Pl}}}\bar{\Phi}(n \cdot \partial)^3\Phi. \quad (2.5)$$

很容易验证, 这样引入的修正项, 在 CPT 变换下是奇的, 在 C 变化下也是奇的.

引入了洛伦兹破坏项以后, 通过变分程序, 运动方程变为

$$(\square + m^2)\Phi = i\frac{\kappa}{M_{\text{Pl}}}(n \cdot \partial)^3\Phi. \quad (2.6)$$

另一方面, 我们最关心的能动量色散关系修正为

$$E^2 \simeq |\mathbf{p}|^2 + m^2 + \frac{\kappa}{M_{\text{Pl}}}|\mathbf{p}|^3. \quad (2.7)$$

我们需要注意的是, 对于实标量场, 上面 \mathcal{L}_s 其实可以退化为一个表面项. 所以, 对于标准模型中的实标量 Higgs 场, 只会引入一个表面项. 所以, Higgs 场的能动量关系不受影响. 而只有复标量场, 上面的洛伦兹破坏项才会表现出实质的内容.

矢量场. 我们这里简单地考虑对称群为 $U(1)$ 群的规范场 (也就是光子场).³ 它在标准模型中的拉格朗日量为

$$\mathcal{L}_0 = -\frac{F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}}{4}. \quad (2.8)$$

能够通过张量场的真空期望值的原则, 引入的洛伦兹破坏修正项的形式为 [21]

$$\mathcal{L}_\gamma = \frac{\xi}{M_{\text{Pl}}}n^a F_{ab}n \cdot \partial(n_b \tilde{F}^{bd}), \quad (2.9)$$

其中 \tilde{F}^{ab} 是 F^{ab} 的对偶场量, 定义为 $\tilde{F}^{ab} = \epsilon^{abcd}F_{cd}/2$. 简单的计算可以验证, 这个修正项在 CPT 变换下是奇的, 而在 C 变换下的行为是偶的.

²这里, 暂时考虑空间旋转对称性没有遭到破坏的情形.

³对于非阿贝尔矢量场的推广, 原则上是直接了当的.

在以上的拉氏量中, 通过变分关系, 可得到运动方程变为

$$\square A_a = -\frac{\xi}{M_{\text{Pl}}} \epsilon_{abcd} n^b (n \cdot \partial)^2 F^{cd}. \quad (2.10)$$

而对于四动量为 $k^a = (E, 0, 0, p)$ 的粒子, 能动量的色散关系修正为

$$(E^2 - p^2 \pm \frac{2\xi}{M_{\text{Pl}}} p^3) (\epsilon_x \pm i\epsilon_y) = 0. \quad (2.11)$$

值得注意的一点是, 上面的能动量关系中, 对于不同的极化方向的光子的修正, 修正项的符号是相反的. 这一点, 在真空双折射的分析中, 是最直接的理论出发点. 关于光子真空双折射的讨论, 参见 4.2 部分.

旋量场. 暂时先不考虑由于规范不变性所引入的旋量场与规范场的耦合, 这里考虑纯粹的旋量场. 在标准模型中, 旋量场的拉格朗日量为

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\Psi}(i\partial - m)\Psi. \quad (2.12)$$

能够引入的 5-维质量量纲的洛伦兹破坏算符项共有两部分组成 [21]

$$\mathcal{L}_f = \frac{1}{E_{\text{Pl}}} \bar{\psi} [\eta_1 \gamma \cdot n + \eta_2 (\gamma \cdot n) \gamma_5] (n \cdot \partial)^2 \psi. \quad (2.13)$$

从而, 通过变分方法得到的运动方程为

$$(i\gamma \cdot \partial - m)\psi = -\frac{1}{E_{\text{Pl}}} (\eta_1 \gamma \cdot n + \eta_2 \gamma \cdot n \gamma_5) (n \cdot \partial)^2 \psi, \quad (2.14)$$

我们所最关系的色散关系满足如下方程

$$\left[E^2 - p^2 - m^2 - \frac{2p^3}{E_{\text{Pl}}} (\eta_1 + \eta_2 \gamma_5) \right] \psi = 0. \quad (2.15)$$

从前面的分析可以看到, 在这个框架中, Higgs 粒子 (实标量粒子) 并不会引入三次方的修正. 而对于光子 (矢量粒子), 一定会导致能动量关系对于光子螺旋度的依赖, 从而导致真空双折射现象, 也就是说, 不同极化方向的光子会有相反符号的修正. 对于费米子而言, 由于系数 η_1 和 η_2 并没有理论上的限制, 从而, 从方程 2.15 中可知, 不同的极化方向的粒子的洛伦兹破坏修正是独立的, 这点与后面 5.4 部分要讨论的手征反转有着最直接的关系.

总结起来, 对于质量量纲为 5-维的标准模型拓展, 依照拉氏量在 CPT 变换下的行为, 我们可以把这些 5-维的不可重整项分为 CPT 为奇和 CPT 为偶两大类 [22, 24]. 重新定义上面的洛伦兹破坏参数后, CPT 为奇的光子修正项可写为 [22, 24]

$$\mathcal{L}_{LV^-}^{5d, \text{photon}} = \frac{1}{E_{\text{Pl}}} \xi^{(5)} u^\mu u_\rho F_{\mu\nu} (u \cdot \partial) \tilde{F}^{\rho\nu}. \quad (2.16)$$

与上面的分析一样, 其中的 u 是个固定的类时四矢量, 表明了特殊的参考系方向,⁴ \tilde{F} 的定义为 $\tilde{F}^{\mu\nu} = \epsilon^{\mu\nu\rho\lambda} F_{\rho\lambda}/2$; $P_{R,L} = (1 \pm \gamma^5)/2$ 是左右手投影算符, $D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu$ 是 QED 中的协变微商; ξ , $\delta_{R,L}$ 和 $\zeta_{R,L}$ 是量级为 $\mathcal{O}(1)$ 的洛伦兹破坏系数 (与上面讨论的洛伦兹破坏系数 ξ , η_1 , η_2 等相对应); 另外, LV^- 中的“-”号表示 CPT 为奇, 后面类似的“+”号表示 CPT 为偶. CPT 为偶的 5-维的光子修正项并不存在, 即 $\mathcal{L}_{LV^+}^{5d, \text{photon}} = 0$.

同样的, CPT 为奇的电子正电子修正项为 [22, 24]

$$\mathcal{L}_{LV^-}^{5d, \text{fermion}} = +\frac{1}{E_{\text{Pl}}} \bar{\psi} (\delta_L^{(5)} P_L + \delta_R^{(5)} P_R) (u \cdot \gamma) (u \cdot D)^2 \psi. \quad (2.17)$$

CPT 为偶的 5-维的电子正电子修正项为 [22, 24],

$$\mathcal{L}_{LV^+}^{5d, \text{fermion}} = -\frac{1}{E_{\text{Pl}}} \bar{\psi} (u \cdot D)^2 (\zeta_L^{(5)} P_L + \zeta_R^{(5)} P_R) \psi. \quad (2.18)$$

关于能动量色散关系的修正, 由于 5-维的量子有效场论给出的形式与 6-维的有效场论给出的修正行为十分类似, 所以, 统一放在下一节与 6-维的不可重整场量的色散关系一起给出.

2.2.2 6-维不可重整算符

随着实验精度的提高, 人们发现, 即使有普朗克能量的压低, 如果压低是 E/E_{Pl} 的话 (也即是, 一次方线性压低), 还是不足以解释现实生活中观测到的非常好的洛伦兹不变性 [3, 24]. 另外, 对于重整群演化方面的考虑, 以及对于 CPT 守恒的猜想, 6-维的洛伦兹破坏项似乎来得比 5-维洛伦兹破坏项更加自然些.⁵ 对于实

⁴一般来说, 我们把这个参考系取为宇宙微波背景辐射为各向同性的参考系.

⁵需要通过超对称的引入, 来避免高维洛伦兹破坏算符产生低维洛伦兹破坏算符的行为 [25, 26]. 由于现实生活中超对称是低能破坏的, 这里就又涉及到低能下超对称破坏的问题. 这些讨论都已经有了不少文献的研究, 但由于过于复杂, 超出本文范围.

验与观测方面遇到的理解困难, 6-维的不可重整的算符由于有更高次幂的压低 (也即是, 二次方平方压低), 基本能够避免现在为止的实验限制 [3, 24].

在理论上来看, 6-维质量量纲的洛伦兹破坏修正项, 比 5-维质量量纲的时候有更多的复杂性, 现在的文献并没完全给出 6-维质量量纲破坏下的洛伦兹修正项. 从另一方面来说, 由于上面提到的原因 (主要是 CPT 对称性的考虑), 人们更愿意考虑 CPT 为偶的 6-维洛伦兹破坏修正项 [3]. 所以, 现在文献给出的 6-维质量量纲的洛伦兹破坏修正项为 CPT 偶的部分.

Mattingly 首先给出了空间旋转不变情形下的 6-维质量量纲的洛伦兹破坏项. 其中光子部分可写成 [22, 24],

$$\mathcal{L}_{LV^+}^{6d, \text{photon}} = -\frac{1}{2E_{\text{Pl}}^2} \xi^{(6)} u^\mu u_\rho F_{\mu\nu} (u \cdot \partial)^2 F^{\rho\nu}, \quad (2.19)$$

而费米子部分有两部分构成, 为 [22, 24]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{LV^+}^{6d, \text{fermion}} = & -\frac{i}{E_{\text{Pl}}^2} \bar{\psi} (u \cdot D)^3 (u \cdot \gamma) (\zeta_L^{(6)} P_L + \zeta_R^{(6)} P_R) \psi \\ & -\frac{i}{E_{\text{Pl}}^2} \bar{\psi} (u \cdot D) \square (u \cdot \gamma) (\bar{\zeta}_L^{(6)} P_L + \bar{\zeta}_R^{(6)} P_R) \psi. \end{aligned} \quad (2.20)$$

通过以上的 5-维的, 或者 6-维的拉氏量, 我们可以得到相应情况下的光子与费米子的能动量色散关系. 光子的色散关系为 [3],

$$\omega^2 = k^2 + \xi_\pm^{(n)} \frac{k^{n-2}}{E_{\text{Pl}}^{n-4}}, \quad (2.21)$$

其中, $n = 5$ 表示 5-维情况, $n = 6$ 表示 6-维情况. 而费米子 (出于实用性的原因, 我们这里只考虑电子与正电子) 的色散关系为 [3],

$$E^2 = p^2 + m^2 + \eta_\pm^{(n)} \frac{p^{n-2}}{E_{\text{Pl}}^{n-4}}, \quad (2.22)$$

其中 m 是费米子的静止质量, η_\pm 来自于 $\delta_{R,L}$ 和 $\zeta_{R,L}$ ($\bar{\zeta}_{R,L}$) 系数的组合, 它们的下标“ \pm ”号分别指示着两种不同的螺旋度; 跟 5-维质量量纲情况下的讨论一样, 对于费米子, 不同螺旋度的洛伦兹破坏修正项系数是彼此无关的. 进一步的分析可以发现, 在有效场论中, $\xi_+^{(n)} = (-)^n \cdot \xi_-^{(n)}$, 这就意味着 5-维洛伦兹破坏项会导致双折射现象, 而 CPT 为偶的 6-维质量量纲的洛伦兹破坏项并不引入真空双折射现象. 另

外, 根据狄拉克的空穴理论的解释, 可以得到 $\eta_{\pm}^{(n)}\{e^+\} = (-)^n \cdot \eta_{\mp}^{(n)}\{e^-\}$; 这里同样地, η_+ 与 η_- 在理论上并不需要相等 [3].

我们关于有效场论的洛伦兹破坏理论的叙述就止于此. 后面的唯象学的分析, 与实验观测直接有关的结论是上面的公式 (2.21) 和公式 (2.22).

第三章 非场论形式的洛伦兹破坏理论

虽然有效场论形式的洛伦兹破坏模型提供了一个在场论框架内十分完整的理论, 而且能够在其中详尽地考察粒子的运动学与动力学行为. 但是, 有人怀疑, 在高端的理论是否一定能够用场论的语言进行描述呢? 如果高端的理论不能用场论语言描述的话, 那么上面所讨论的有效场论形式将不再是普适的, 我们就需要其他非场论形式的理论框架来描述高端的物理行为.

这方面的理论研究与有效场论一起, 已经有了长足的发展. 这里我们简要回顾一下“变形的狭义相对论” (Deformed special relativity; DSR) 或者叫做“双重的狭义相对论” (Doubly special relativity; DSR) 和基于 D-膜理论的洛伦兹破坏模型. 但是要强调的是, 由于理论物理学家基本上长期工作在量子场论的框架内, 对于非场论形式的理论的理解与把握, 还远不如场论框架内来得熟练与彻底, 其中的理论也不似有效场论理论来得成熟, 都还处在试探性的阶段.

3.1 双重的狭义相对论

洛伦兹不变的物理定理主要基于以下三条假设: (i) 相对性原理, (ii) 时空的各向同性 (isotropy) 与各点均匀性 (homogeneity), (iii) 微观因果性原理. 所有可能导致洛伦兹破坏的理论必将破坏以上假设中的某一条或者某几条, 这是引入新物理必须付出的代价.¹

我们前面讨论的有效场论的描述方式, 很明显地破坏了相对性原理, 这是一个沉重的代价. 所以, 有人试图通过修改其他的假设, 从而保留相对性原理 (不可避免地, 由于张量场自发破缺导致的真空期望值, 必将引入一个优先的参考系). 著名的例子有 Cohen 和 Glashow 提出的“极狭义相对论” (Very special relativity; VSR) [27]. 其中, 他们通过选取自然界底下的对称性为庞加莱群的子群, 使得群元小于

¹“代价原则”或者“得失原则”, 是个在各个学科中普遍成立的规律, 如“没有免费的午餐”, “天上不会无缘无故掉面包”等.

10 个, 破坏了与舍弃的生成元相联系的对称性. 例如, 破坏庞加莱群的空间转动子群, 从而破坏空间各向同性. 但是, 其中被破坏的对称性的选取需要非常谨慎, 使得不与现有的实验观测相矛盾.

而 DSR 中对时空对称性的诠释, 走了另外一条路. 它仍旧保留了 10 个对称性生成元, 但是改变群元之间的对易关系, 使得群元间的对易子具有非线性的形式 [28, 29, 30, 31].² 但从历史上来说, DSR 的首次提出的动机, 在于保持整个理论中除了有光速 c 为参考系无关的常量外, 再引入另一个与参考系无关的常量,³ 一般取为普朗克能量 E_{Pl} , 或者等价地, 普朗克长度 l_{Pl} [28].⁴

3.1.1 普遍的 DSR 理论的数学描述

在狭义相对论中, 我们知道能量与长度有个 boost 效应, 不可能保持在各个参考系中一致. 所以, DSR 需要修改洛伦兹群的具体实现形式, 使得存在一个特殊的参考系不变的能量 (或者长度). 在现在的 DSR 具体实现例子中, 标准的洛伦兹代数的转动部分 L_i 与 boost 部分 B_i 的对易关系保持不变,

$$[L_i, L_j] = i\epsilon_{ijk}L_k, \quad [L_i, B_j] = i\epsilon_{ijk}B_k, \quad [B_i, B_j] = -i\epsilon_{ijk}L_k. \quad (3.1)$$

角动量算符与空间平移部分 P_μ 的对易关系也保持与狭义相对论中一致 [3],

$$[P_i, P_j] = 0, \quad [L_i, P_0] = 0, \quad [L_i, P_j] = i\epsilon_{ijk}P_k. \quad (3.2)$$

而 boost 生成元与空间平移算符 P_μ 的对易关系修改为

$$[B_i, P_0] = if_1 \left(\frac{P}{\kappa} \right) P_i, \quad (3.3)$$

$$[B_i, P_j] = i \left[\delta_{ij} f_2 \left(\frac{P}{\kappa} \right) P_0 + f_3 \left(\frac{P}{\kappa} \right) \frac{P_i P_j}{\kappa} \right], \quad (3.4)$$

²这就是为什么它叫做“变形的狭义相对论” (Deformed special relativity; DSR).

³这就是为什么它叫做“双重的狭义相对论” (Doubly special relativity; DSR).

⁴如果承认物理学常数是参考系无关的话, 那么势必存在参考系无关的一个能量与长度度量, 即 c, \hbar, G 的组合, (i) 普朗克能量 $E_{\text{Pl}} \equiv \sqrt{\hbar c^5 / G} \simeq 1.22 \times 10^{19}$ GeV, (ii) 普朗克长度 $l_{\text{Pl}} = \sqrt{G\hbar / c^3} \simeq 1.62 \times 10^{-35}$ m.

其中 κ 是这个理论中的与参考系无关的能标 (如, 取为普朗克能量, E_{Pl}). 在 $\kappa \rightarrow \infty$ 的极限下, DSR 回到标准的洛伦兹不变的理论. $f_1, f_2,$ 和 f_3 是三个无量纲函数, 表示这个“变形的”理论中的群结构, 它们满足,

$$f_1(0) = 1, \quad f_2(0) = 1, \quad f_3(0) = \text{a finite number}. \quad (3.5)$$

进一步地, 如果函数 f_i ($i = 1, 2, 3$) 满足

$$f_i\left(\frac{P}{\kappa}\right) = f_i\left(\frac{P_0}{\kappa}, \frac{\sum_{i=1}^3 P_i^2}{\kappa^2}\right), \quad (3.6)$$

那个, 理论中空间转动不变性仍旧保持 [3].

一般来说, 我们认为 κ 大约在普朗克能标附近. DSR 理论由于现在只有动量空间的实现, 还没能实现坐标表象下的表示, 而且还只能有运动学上的考虑, 具体的动力学性质也还不清楚, 所以还存在着不少的争议. 但是, 由于这类模型中并不存在特殊的方向, 且保留了狭义相对论中很多的关键性的原理, 所以是个比较有吸引力的模型.

3.1.2 DSR 模型的两个实现例子

关于 DSR 理论的具体实现依赖于 f_i ($i = 1, 2, 3$) 的选择, 前面的方程 (3.1), (3.2), (3.3) 和 (3.4) 囊括了现在已有的 DSR 方案:⁵ DSR1 [28], DSR2 [30, 31], DSR3 [29]. 这里我们把 DSR1 [28] 和 DSR2 [30, 31] 作为例子, 来看看 DSR 原理的不同实现方式, 以及相应的一些有趣的性质.

3.1.2.1 DSR1

在 DSR1 [28] 中, Amelino-Camelia 首次考虑同时引入与观测者无关的能量或长度的可行性与理论的自洽性. 他发现, 这是可以做到的. 具体地说, 如果只考虑 z 方向的运动, 假设在各个参考系中如下的色散关系都能成立,

$$E^2 = p_z^2 + m^2 - \tilde{L}_{\text{Pl}} p_z^2 E. \quad (3.7)$$

⁵DSR 理论只提出了 DSR 理论的基本原理, 而并没有明确 DSR 的具体数学实现. 据研究, DSR 原理可以有很多种数学实现方法, 而各种方法都可以 (且仅能) 作为 DSR 的例子 [28, 32].

很显然, 如果考虑传统的线性的洛伦兹变换, 并不能满足上式的参考系无关性. 然而, 通过要求时空对称性的 boost 生成元由狭义相对论下的

$$B_z = ip_z \frac{\partial}{\partial E} + iE \frac{\partial}{\partial p_z}, \quad (3.8)$$

修改为

$$B_z^{\tilde{L}_{P1}} = ip_z \frac{\partial}{\partial E} + i \left(E + \tilde{L}_{P1} E^2 + \tilde{L}_{P1} p_z^2 / 2 \right) \frac{\partial}{\partial p_z}, \quad (3.9)$$

同时保持空间转动生成元不变, 那么就可以实现 DSR 原理 [28]. 其中 \tilde{L}_{P1} 为参考系无关的长度度量 (一般, 我们假设为普朗克长度 l_{P1}).

进一步地, 为了与 DSR 原理不矛盾, 反应 $1 + 2 \rightarrow 1' + 2'$ 的能动量守恒关系必须修正为 [28]

$$E_1 + E_2 + \tilde{L}_{P1} p_1 p_2 = E_{1'} + E_{2'} + \tilde{L}_{P1} p_{1'} p_{2'}, \quad (3.10)$$

$$p_1 + p_2 + \tilde{L}_{P1} (E_1 p_2 + E_2 p_1) = p_{1'} + p_{2'} + \tilde{L}_{P1} (E_{1'} p_{2'} + E_{2'} p_{1'}). \quad (3.11)$$

可见, 在 DSR 理论中, 能动量守恒也有了新的含义, 或者等价地说, 原来传统的能动量守恒关系需要被修改.

3.1.2.2 DSR2

正如上面所说的, DSR 原理的实现形式不是固定的, 有着很多的变体. Magueijo 和 Smolin [30, 31] 提供了一种非常简洁的实现方式, 后续的很多文献把它称为 DSR2.

在 DSR2 中兼容两个常数— 光速 c 和洛伦兹破坏最小尺度 l_{P1} — 的行为是通过洛伦兹群在动量空间的非线性作用而实现的. DSR2 中的洛伦兹群元的作用里, 新加了一项有效的“延时项”, 同时群元之间的对易结构保持如下的标准形式不变,

$$[J^i, K^j] = \epsilon^{ijk} K_k, \quad [K^i, K^j] = \epsilon^{ijk} J_k, \quad [J^i, J^j] = \epsilon^{ijk} J_k, \quad (3.12)$$

其中的 $J^i = \epsilon^{ijk} L_{jk}$. L_{ij} 为原洛伦兹群中的生成群元. 而 K 则定义为如下非线性的作用算符,

$$K^i = L_0^i + l_{P1} p^i p_a \frac{\partial}{\partial p_a}. \quad (3.13)$$

如此定义的 J 和 K 确实能够保证洛伦兹群的结构常数, 同时能够引入新的参考系不变量 l_{Pl} [30].

从方程 (3.13) 中很容易得到, K 的有限形式为 [30]

$$K^i = \exp\left(-l_{\text{Pl}}p_0p_a\frac{\partial}{\partial p_a}\right)L_0^i\exp\left(l_{\text{Pl}}p_0p_a\frac{\partial}{\partial p_a}\right). \quad (3.14)$$

如此一来, DSR2 理论中的动力学不变量由狭义相对论中的 m^2 变为 [30]

$$\|p\|^2 = \frac{p_a p^a}{(1 - l_{\text{Pl}}p_0)^2}. \quad (3.15)$$

相应地, 为了保持理论的相对性, 洛伦兹变换变为 [30]

$$p'_0 = \frac{\gamma(p_0 - vp_z)}{1 + l_{\text{Pl}}(\gamma - 1)p_0 - l_{\text{Pl}}\gamma vp_z}, \quad (3.16)$$

$$p'_x = \frac{p_x}{1 + l_{\text{Pl}}(\gamma - 1)p_0 - l_{\text{Pl}}\gamma vp_z}, \quad (3.17)$$

$$p'_y = \frac{p_y}{1 + l_{\text{Pl}}(\gamma - 1)p_0 - l_{\text{Pl}}\gamma vp_z}, \quad (3.18)$$

$$p'_z = \frac{\gamma(p_z - vp_0)}{1 + l_{\text{Pl}}(\gamma - 1)p_0 - l_{\text{Pl}}\gamma vp_z}. \quad (3.19)$$

另外, 在这个理论中, 可以通过引入“赝四动量” $(\pi^0, \vec{\pi})$,

$$E = \frac{\pi^0}{1 + \pi^0/\kappa}, \quad (3.20)$$

$$p^i = \frac{\pi^i}{1 + \pi^0/\kappa}, \quad (3.21)$$

使得 π^0 与 $\vec{\pi}$ 满足正则的能动量色散关系 [3],

$$(\pi^0)^2 = m^2 + \vec{\pi}^2. \quad (3.22)$$

DSR 理论到现在为止, 还没有统一的数学实现形式. 但是, 各种试探性的实现形式, 如 DSR1 和 DSR2, 已经为我们展现了丰富的物理内容. 在理论优美性的考

虑上, DSR 理论由于能够完全保持相对性原理, 而受到一定的青睐. 在唯象研究与实验探索上, DSR 理论也吸引了不少物理学家的注意力. 但是, 虽然过了近十年, 但它还没有在坐标表象下的具体形式, 以及人们对于它的动力学行为还没能有个清晰一致的认识. 所以, 在有些讨论中显得不太方便与缺少预言性.⁶

3.2 D-膜模型

这里再简单讨论一下 D-膜额外维理论导致的洛伦兹破坏与能动量修正关系. Ellis 等人考虑了刘维尔弦理论框架下的洛伦兹破坏以及色散修正, 主要预言了普朗克质量一阶压低项的洛伦兹破坏贡献项, $\sim E/M_{\text{Pl}}$ [12, 33, 34, 35].

在这个模型中, 只有规范玻色子, 比如光子, 才会有色散关系的修正. 而带电粒子, 比如电子, 色散关系与狭义相对论的预言一致, 并不受到任何量子引力的修正. 这起因于, 带电粒子在规范群下是由开弦来表示的, 它们的末端粘结在 D-膜上, 只有中性的激发态才能在横向于膜的空间中传播.

只有光子会受到能动量色散关系的修正这个性质, 使得该理论能够避免许多天文上的非常强的观测限制, 从而使得该理论能够有相当长久的生活力. 另一方面, 这个理论是 CPT 偶的, 所以, 这里没有真空双折射现象 (与 CPT 为奇的有效量子场论不同), 进一步避免了天文观测的真空双折射带来的限制. 关于真空双折射的讨论, 参见参考文献 4.2.

最近, Maccione, Liberati 和 Sigl 三人指出, 如果考虑由于 GZK 截断过程会产生高能的介子, 这些介子的衰变又产生高能的光子, 生成的光子的能量 $E > 10^{18}$ eV. 这些光子在传播过程中, 会受到低能背景光子的“吸收” (具体关于这个反应的机理, 参见 5.2 部分). 而这些光子在 D-膜理论中应该被“吸收”得较少, 从而高能宇宙射线装置能够观测到它们. 但是, 现在的观测只给出该能量范围内光子流强的一个上限. 以这个实验事实, 已经可以把 D-膜理论完全排除 [36]. 但是, Ellis 等人又辩驳道, 他们的理论是可以避免来自这个反应的限制的 [37], 从而上述辩驳没法排除 D-膜理论.

⁶尽管如此, 但 DSR 理论还是有些自己的特征性的预言, 如在 5.1 中讨论的光子衰变问题, 在 DSR 中是绝对禁戒的. 倘若真的确认了存在光子衰变, 那么, DSR 理论可以被证伪.

所以, 从现在看来, D-膜理论是否已被排除还是学术界剧烈争议中的内容. 从另一方面看来, 由于在光子延迟 (参见 4.1 部分) 的观测中比较倾向于线性的能量依赖, 而涉及带电粒子的反应中又把洛伦兹破坏参数限制到很小, 这些条件在 D-膜理论中都能够自然地给出. 所以, D-膜理论在一定的程度上, 与观测的限制还是相容的. 但具体的进一步的讨论, 需要观测上的新的内容.

第四章 宇宙学光子传播过程对洛伦兹对称性的检验

从前面几个具有代表性的洛伦兹破坏的理论中, 我们可以看到, 传统的色散关系可能会受到微小的修正. 正是这微小的修正, 衍生出了丰富多彩的洛伦兹破坏唯像学研究. 本章将主要集中在研究洛伦兹破坏导致的能动量色散关系修正, 进而导致的对于光速的修正, 特别是这修正对宇宙学距离传播的高能光子的影响. 之所以要考虑宇宙学距离上的现象, 是因为宇宙学距离有助于放大微小的洛伦兹破坏效应, 而选用“高能”光子, 也正是出于此考虑.

4.1 洛伦兹对称性破坏导致的时间延迟

在洛伦兹破坏修正的色散关系下, 我们假设粒子速度 $v = \partial E(p)/\partial p$ 仍旧成立的话,¹ 那么, 对于光子来说, 我们就会有非恒定的光速. 这也正体现了洛伦兹破坏这个主题. 因为在爱因斯坦的狭义相对论中, 光子的速度是常数是个“先验的”原理. 而对于此“原理”的修正, 正是破坏了洛伦兹对称性.

为了不失一般性, 我们这里把光速写成泰勒展开的形式

$$v(E) = c_0 \left(1 - \xi \frac{E}{E_{Pl}} - \zeta \frac{E^2}{E_{Pl}^2} \right), \quad (4.1)$$

其中 ξ 和 ζ 是洛伦兹破坏产生的修正系数, 对应于前面理论中的洛伦兹破坏参数. 现在的实验与观测倾向于排除它们为负数的情况, 所以我们这里假设它们为正数. 如果它们是正数的话, 就意味着越高能量的光子, 速度越慢. 而另一方面, 如果 $\xi \neq 0$ 的话, 那么, ζ 项的修正完全可以忽略.

由于光子的速度对于能量有所依赖, 那么对于同时发射的不同能量的光子, 经过一定的距离所消耗的时间会有所不同. 我们这里感兴趣的是宇宙学距离上的光

¹此公式是否成立也存在一定的争议. 事实上, 在洛伦兹破坏的理论中, 速度这个概念如何定义也是有争议的 [38].

子传播. 考虑到宇宙的膨胀效应, 能量为 E_h 的“高能光子”相对于能量为 E_l 的“低能光子”有个洛伦兹破坏导致的时间延迟 [39],

$$\Delta t_{LV} = \frac{1+n}{2H_0} \left(\frac{E_h^n - E_l^n}{E_{QG}^n} \right) \int_0^z \frac{(1+z')^n dz'}{h(z')}, \quad (4.2)$$

其中的函数 $h(z)$ 定义为,

$$h(z) = \sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_M(1+z)^3}. \quad (4.3)$$

$H_0 \simeq 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ 是哈勃膨胀率, $\Omega_M \simeq 0.27$ 是宇宙中物质的比例, $\Omega_\Lambda \simeq 0.73$ 是暗能量的比例. 这里考虑的宇宙为平坦的斜率 $k = 0$ 的情况.

4.1.1 γ -暴

γ -暴 (Gamma-ray bursts; GRBs) 是来自天空中某一方向的伽玛射线强度在短时间内突然增强, 随后又迅速减弱的现象, 持续时间在 0.1 – 1000 秒, 辐射主要集中在 0.1 – 100 MeV 的能段. 它所释放的能量仅次于原初大爆炸所释放的能量.

一般来说, 我们根据伽玛暴的光变曲线的持续时间的长短, 把伽玛暴分为 2 类, 长暴和短暴. 我们猜测, 这种分法也反映了伽玛暴的成因. 关于伽玛射线暴的成因, 有人猜测它是两个致密天体如中子星或黑洞的合并产生的, 这样的伽玛暴的光变曲线持续的时间小于 2 s, 称为“短暴”; 也有观点认为伽玛暴是在大质量恒星演化为黑洞的坍缩过程中产生的, 这样的伽玛暴的光变曲线的持续时间一般大于 2 s, 称为“长暴”. 但这样的分法是否合理与反应现实, 还是天文学界争论中的事情 [40].

近来自于观测上的进步, 如 Swift 卫星与 Fermi 卫星等的上天, γ -暴的研究有了实质性的突破进展. 特别是, Fermi 卫星的 LAT (Large Area Telescope) 装置的探测能量能达到 300 GeV 以上, 使得 GRB 的高能研究成了一个有坚实观测事实基础的领域. 同时, GRB 的高能端的研究也能用来检验与约束新物理, 洛伦兹破坏就是其中著名的一例.

Amelino-Camelia 等人 [12] 首先提出了通过伽玛暴的精细的光变曲线与宇宙学距离的放大来检验洛伦兹破坏效应导致的光速对于能量的依赖关系. 这里主要的出发点是从方程 (4.2) 引入的洛伦兹破坏延时, 来看看是否真的在伽玛暴的光变曲线中存在.

可是, 由于伽玛暴的光变曲线非常复杂, 所以高能光子对于低能光子的延时的测量是个比较不确定的事情, 容易引入人为的偏见, 也可能存在仪器测量上的不确定性. 就比如在 GRB 090510 的讨论中, 就涉及了各种可能用来确定洛伦兹破坏延时的可能性 [49]. 我们这里为了讨论上的一致性, 选取了 Fermi LAT 中的最高能量光子相对于 Fermi GBM (Gamma-ray Burst Monitor) 装置的触发光子的延时. 由于 GBM 装置的触发阈值为 ~ 0.1 MeV, 而最高能量的光子在几个或者几十个 GeV 的量级上, 所以, 在方程 (4.2) 中, 可以把 E_1 近似取为零 [41].

Fermi LAT 装置由于只能探测到非常高能量的伽玛暴, 所以它大致上每个月能够探测到一例. 另外, 在我们的分析中, 我们又需要伽玛暴的红移 (距离) 信息, 而红移的测量又是需要其他的天文观测装置的及时跟进. 所以, Fermi LAT 测量到的 γ -暴中满足我们需要的并不多. 我们在表格 (4.1) 中列出了有距离信息 z 的 4 个 Fermi LAT 的高能伽玛暴, GRB 080916C, GRB 090510, GRB 090902B, GRB 090926A, 以及观测到的高能量光子相对于 GBM 触发时间的延迟 Δt_{obs} . 然后, 我们假设观测到的高能光子对于低能光子的延时效应全部由洛伦兹破坏效应提供, 即

$$\Delta t_{\text{obs}} = \Delta t_{\text{LV}}, \quad (4.4)$$

那么, 根据方程 (4.2), 我们可以分别得到洛伦兹破坏对于能量是线性依赖以及平方依赖两种情况下的洛伦兹破坏能标 $E_{\text{QG,L}}$ 和 $E_{\text{QG,Q}}$, 分别列在表格的最后两列 [41].

从表格 4.1 的最后两列中, 我们可以看到, 不同的伽玛暴的延时效应给出的洛伦兹破坏的能标是不同的, 甚至在数量级上有所差异. 如, 使用最小二乘法线性回归后, 可以看到, 线性能量依赖情况下的洛伦兹破坏能标为 [41]

$$E_{\text{QG,L}} \sim (4.9 \pm 8.1) \times 10^{18} \text{ GeV}, \quad (4.5)$$

平方能量依赖情况下的洛伦兹破坏能标为 [41]

$$E_{\text{QG,Q}} \sim (1.4 \pm 1.3) \times 10^{10} \text{ GeV}. \quad (4.6)$$

从上面两个结果中可以看到, 不同伽玛暴所预言的能量大小之间存在很大的差异 [41, 42]. 这里, 就反应出理论的不自洽性或者唯象模型中缺少着重要的因素. 这一点将在 4.3 中深入讨论.

表 4.1: Fermi LAT 观测的 γ -暴中, 高能光子相对于 Fermi GBM 触发时间的延迟, 与洛伦兹破坏的能标. 如果假设高能光子与触发 Fermi GBM 的低能光子是同时发射的话, 那么可得到线性压低情况下的量子引力能标 $E_{\text{QG,L}}$, 和平方压低情况下的量子引力能标 $E_{\text{QG,Q}}$ [41].

GRBs	z	E (GeV)	Δt_{obs} (s)	$E_{\text{QG,L}}$ (GeV)	$E_{\text{QG,Q}}$ (GeV)
080916C	4.35	13.22	16.54	1.5×10^{18}	9.7×10^9
090510	0.903	31	0.829	1.7×10^{19}	3.4×10^{10}
090902B	1.822	33.4	82	3.7×10^{17}	5.9×10^9
090926A	2.1062	19.6	26	7.8×10^{17}	6.8×10^9

4.1.2 活动星系核

活动星系核 (Active galactic nuclei, AGNs) 是河外天体中的一类中央核区活性很强的系外星系, 其主要特征为核活动, 是产生于恒星中热核反应以外的另一种能源, 并在某些现象中有着相当的影响.

我们这里关心的是活动星系核的耀斑 (flare) 中产生的高能光子的传播行为. 这些光子相对于伽玛暴中的高能光子来说, 有以下几个特点 [41],

- 一般来说, 活动星系核的距离比伽玛暴近, 所以宇宙学距离的放大效应没有伽玛暴来得明显;
- 活动星系核的光变曲线没有伽玛暴的精细, 对于时间延迟的确定不如伽玛暴的有效;
- 活动星系核的高能光子的能量能够达到 TeV 的量级, 比伽玛暴的来得高很多, 有利于 E/E_{Pl} 的放大.

而且, 活动星系核做为除了伽玛暴以外, 从高能光子的传播过程检验洛伦兹破坏的另一个有利补充, 是具有十分重要的意义的.

Markarian 421. 这是一个 $z = 0.031$ 处的著名的活动星系核, 它在某次耀斑中, 在能带 < 1 TeV 和 > 2 TeV 中, 并没有找到大于 280 s 的延迟 [43]. 这样, 就

能给出洛伦兹破坏能标的线性约束为 $E_{\text{QG,L}} > 4.9 \times 10^{16}$ GeV, 以及平方约束为 $E_{\text{QG,Q}} > 1.5 \times 10^{10}$ GeV.

Markarian 501. MAGIC 合作组在红移 $z = 0.034$ 的 Markarian 501 的某次高能耀斑中, 在能带 1.2 – 10 TeV 和 0.25 – 0.6 TeV 之间, 找到了一个 ~ 4 分钟的延迟 [44]. 这两个能带之间的平均差异为 ≈ 2 TeV. 所以, 我们可以得到一个洛伦兹破坏的线性依赖能标 $E_{\text{QG,L}} \sim 1.2 \times 10^{17}$ GeV.

PKS 2155-304. HESS 合作组发表了一个定位在 $z = 0.116$ 的活动星系核的某次高能耀斑. 他们使用修正的交叉关联函数得到大约为 20 s 的延迟 [45]. 两个能带间的平均线性差异为 1.0 TeV, 平方差异为 2.0 TeV². 所以, 我们可以通过方程 (4.2) 得到线性能量依赖的能标为 $E_{\text{QG,L}} \sim 2.6 \times 10^{18}$ GeV, 平方能量依赖的能标为 $E_{\text{QG,Q}} \sim 9.1 \times 10^{10}$ GeV.

从上面的三个有代表性的活动星系核的结果可以看到, 它们得到的洛伦兹破坏的能标在量级上基本还是接近的. 由于活动星系核的耀斑活动的辐射机制比较复杂, 所以这里能够得到如此的结论还是比较惊人的, 是对洛伦兹破坏理论的一个有效的支持.

4.2 真空双折射

从第二章关于“标准模型拓展”的讨论中, 我们可以看到, 有些情况下, 光子的色散关系对于光子的螺旋度也有所依赖, 修正项对于相反的螺旋度正好反号.

根据前面部分的讨论, 很容易论证, 这样光子的速度对于光子的螺旋度也会有所依赖, 附加的部分也正好反号. 所以, 对于同一能量下的光子, 不同的螺旋度的光子经过相应的宇宙学距离后, 到达我们的时间也会有所不同. 这就是所谓的洛伦兹破坏的有效场论中的真空双折射现象 [46].

在天文现象中, 有很多产生极端偏振的光子的机制, 如通过天文中强大的磁场效应. 而真空双折射效应却会“抹平”这些偏振, 使得经过宇宙学距离的光子的偏振度降低. 从而在天文观测中, 可以通过测量光子的偏振度, 对特定理论中的洛伦兹破坏项做出约束.

在真空双折射的研究中, 所使用的方法与理论出发点与上述的时间延迟是一

致的, 这里不再累述. 但要强调的一点是, 真空双折射效应的观测给出的证据非常强, 已有非常强的证据表明, 存在真空双折射预言的理论中, 不大可能存在线性压低与平方压低的洛伦兹破坏项. 所以, 使得理论方面开始偏好于讨论不存在真空双折射的洛伦兹破坏理论, 如 D-膜理论, CPT 为偶的有效量子场论等.

例如, 对于 GRB 021206 的观测表明, 它的光子的极化程度达到 $(80 \pm 20)\%$. 如果考虑线性能量依赖的有真空双折射的理论,

$$v = c \left[1 \pm \chi \left(\frac{E}{E_{\text{Pl}}} \right) \right], \quad (4.7)$$

那么, 洛伦兹破坏系数 χ 可被限制到 $\chi < 10^{-14}$ [47].

4.3 考虑天体物理源效应的时间延迟

在 4.1 的讨论中, 有个非常强的假设, 就是这些 γ -暴中的高能光子与低能光子是同时发射的. 但是, 这些光子是否是同时发射的呢? 这还是一个非常头疼的天文问题. 事实上, 研究 γ -暴的辐射机制的科学家们, 对于 γ -暴辐射的问题, 还没有一个非常好的共识.

另一方面, 从方程 (4.5) 和方程 (4.6) 中, 我们可以看到, 使用简单的假设, 也就是方程 (4.4), 得到的结论比较分散, 对中心值的集中很弱.

出于以上两点考虑, 我们有必要引入伽玛暴的天体物理源辐射机制对于高能光子与低能光子的延迟的影响. Ellis 等人在 2006 年首先做了这方面的尝试, 分析了 BATSE, HETE 和 Swift 的伽玛暴的高能延迟现象 [48]. 但当时的数据并没有明确的高能延迟现象的观测, 所以, 他们的结论给出的洛伦兹破坏的能标的可信度不高. 现在, 由于有了 Fermi LAT 的高能光子的观测, 我们已经明确看到了高能光子相对于低能光子的延迟, 那么, 就有必要真正地考虑一下这样的观测能够给出什么样的洛伦兹破坏能标 [41].

在考虑源效应的分析中, 最主要的出发点是, 洛伦兹破坏下光子传播的延时是随距离而增大的, 因为它是一种传播“引力介质”的效应; 而源方面的延迟则可以近似为与距离无关的一个常数 Δt_{in} . 这样, 方程 (4.4) 应该修改为

$$\Delta t_{\text{obs}} = \Delta t_{\text{LV}} + \Delta t_{\text{in}}(1 + z). \quad (4.8)$$

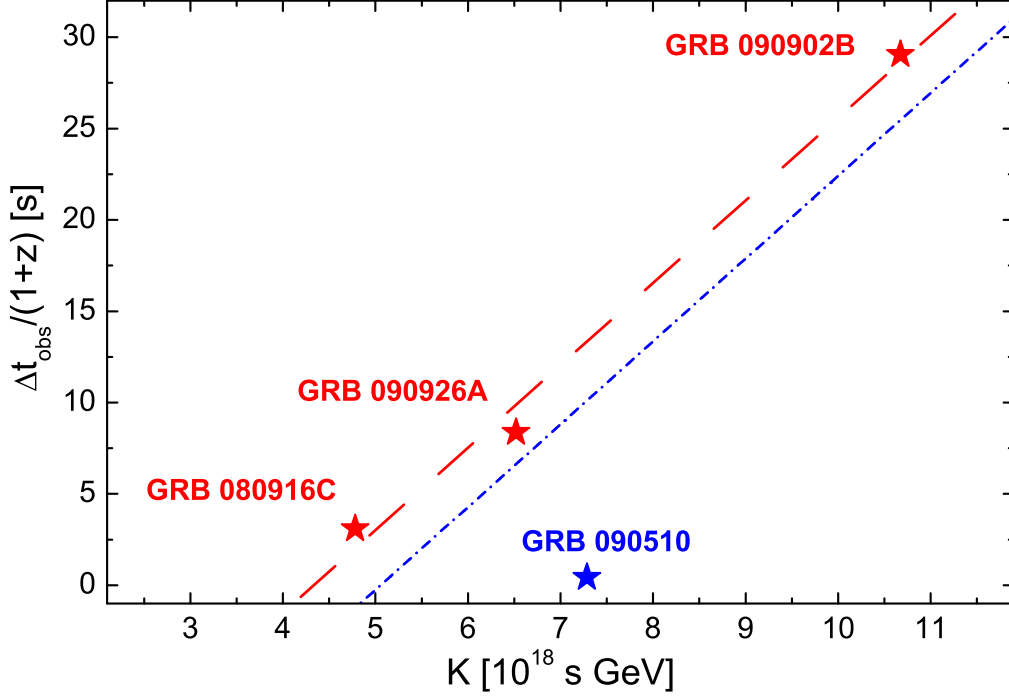


图 4.1: 在考虑天体物理源效应和假设洛伦兹破坏对于能量是线性依赖的情况下, 对于 Fermi LAT 的 γ -暴的时间延迟的线性拟合 [41]. 其中点虚线是对 4 个 γ -暴的拟合, 而虚线只考虑了 3 个长暴 (除去短暴 GRB 090510). 图中的截距对应着 Δt_{in} , 斜率对应着 $1/E_{\text{QG,L}}$.

经过一些简单的代数操作, 我们可以把上式转化为 [48, 41]

$$\Delta t_{\text{obs}}/(1+z) = K/E_{\text{QG}}^n + \Delta t_{\text{in}}, \quad (4.9)$$

其中,

$$K = \frac{1+n}{2H_0} \frac{E_{\text{h}}^n - E_{\text{l}}^n}{1+z} \int_0^z \frac{(1+z')^n dz'}{h(z')}. \quad (4.10)$$

从方程 (4.9) 中可以看到, 这是一个简单的直线方程, 除了截距与斜率未知外, 其他都是已知量; 而截距代表的是源内部的效应, 斜率是洛伦兹破坏能标的倒数或者倒数的平方.

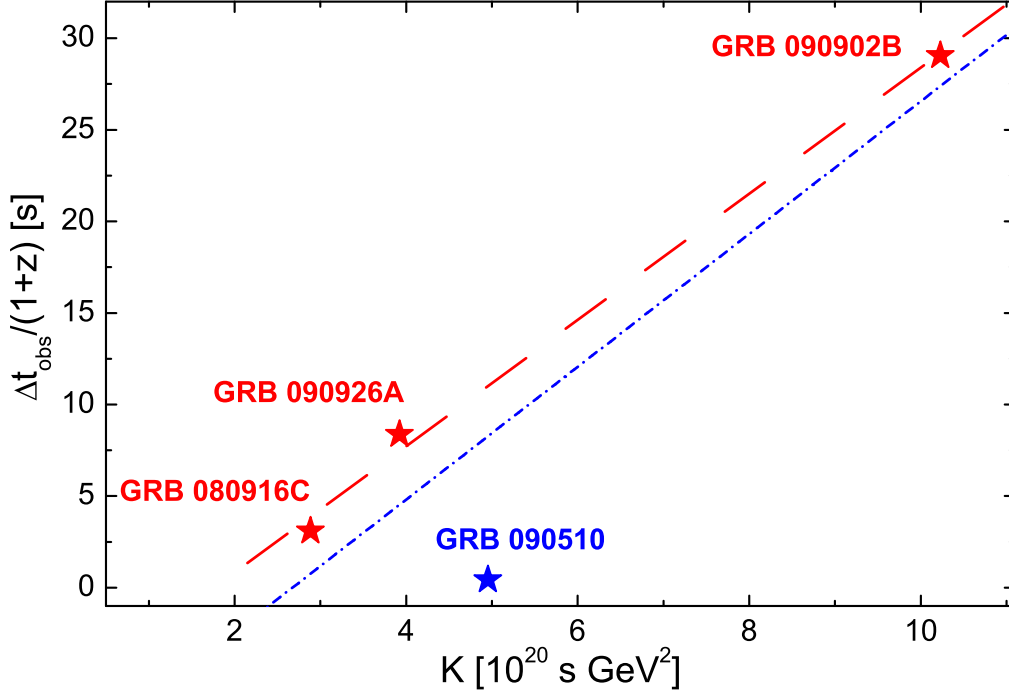


图 4.2: 在考虑天体物理源效应和假设洛伦兹破坏对于能量是平方依赖的情况下, 对于 Fermi LAT 的 γ -暴的时间延迟的线性拟合 [41]. 其中点虚线是对 4 个 γ -暴的拟合, 而虚线只考虑了 3 个长暴 (除去短暴 GRB 090510). 图中的截距对应着 Δt_{in} , 斜率对应着 $1/E_{\text{QG,Q}}^2$.

从表格 4.1 的数据中, 我们可以使用最小二乘法做线性拟合, 从而得到最优的截距与斜率, 并进一步得到洛伦兹破坏的能标. 对于洛伦兹破坏的线性能量依赖关系的拟合参见图 4.1, 对于洛伦兹破坏平方能量依赖的关系的拟合参见图 4.2.

在两个图中, 虚点线拟合了四个伽玛暴的数据, 而虚线则是拟合了三个长暴的数据. 因为, 源内部的延迟可能与伽玛暴的内部类型有关, 从而我们预期, 长暴 (GRB 080916C, GRB 090902B, GRB 090926A) 与短暴 (GRB 090510) 会有不同的内部延迟时间 Δt_{in} .

从拟合结果可以看到, 两种情况下, 它们偏离直线的程度非常之小 (特别是只

考虑长暴的情况), 而具体的分析可以得到, 如果只考虑长暴,

$$E_{\text{QG,L}} = (2.2 \pm 0.2) \times 10^{17} \text{ GeV}, \quad (4.11)$$

$$E_{\text{QG,Q}} = (5.4 \pm 0.2) \times 10^9 \text{ GeV}. \quad (4.12)$$

就算把短暴也考虑在内, 得到的结果仍旧十分类似, 而不确定性 (误差) 有所增大,

$$E_{\text{QG,L}} = (2.2 \pm 0.9) \times 10^{17} \text{ GeV}, \quad (4.13)$$

$$E_{\text{QG,Q}} = (5.3 \pm 0.8) \times 10^9 \text{ GeV}. \quad (4.14)$$

从上面的结果与前面不考虑源效应的结果对比分析可见, 理论误差的减小是十分明显的. 这说明了考虑源效应确实带来了一定的优越性, 这样情况下的模型与真实的物理观测有更好的一致性.

反过头来看, 不考虑源效应的洛伦兹破坏延迟其实是假设图 4.1 和图 4.2 中的直线的截距为零, 也就是直接考虑数据点与坐标原点相连的斜率. 从而, 短暴 GRB 090510 给出的斜率特别小, 从而它的倒数, 也就是洛伦兹破坏的能标就特别大, 这正是参考文献 [49] 的结论.

第五章 洛伦兹破坏下天体物理中的电子, 光子的相互作用与转化

在上一章中, 我们着重讨论了洛伦兹破坏下光子传播的运动学过程. 而在动力学领域, 却有着更加丰富的洛伦兹破坏的现象. 在这一章中, 我们简要地讨论一下天文中常见的几个电动力学过程, 特别是它们在洛伦兹破坏的物理下的表现. 这里讨论的是动力学过程, 但分析还是仅限于运动学的分析, 而不涉及反应率等真正的动力学量.

在下面的讨论中, 我们采用修正的能动量色散关系如下, 光子部分为

$$\omega^2 = k^2 \left[1 + \xi_n \left(\frac{k}{E_{\text{Pl}}} \right)^n \right], \quad (5.1)$$

费米子部分为,

$$E^2 = m^2 + p^2 \left[1 + \eta_n \left(\frac{p}{E_{\text{Pl}}} \right)^n \right]. \quad (5.2)$$

对于某个特定的理论, 可以通过选取合适的参数 ξ_n, η_n , 来与理论相一致.

5.1 光子衰变 $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$

在标准模型中, 存在一个光子到一对正负电子的费曼图顶点 (也就是单光子衰变). 但是, 这样的反应受到能动量守恒的限制, 实际上并不可能发生.¹ 而在洛伦兹破坏的理论中, 光子衰变是确实可能的现象 [50].

我们这里要注意的一点是, 由于洛伦兹破坏的理论中, 传统的洛伦兹变换并不再成立, 坐标系之间的变换关系应该修正为何种形式也是未知. 所以, 只有实验系才是合适的讨论洛伦兹破坏下的唯像学现象的参考系.

¹在标准的洛伦兹对称的情形下, 光子是类光的, 而正负电子是类时的, 从一个类光的四动量出发, 生成两个类时的四动量是严格禁戒的. 而在洛伦兹能动量关系破坏的情形下, 光子可以不再是类光的, 所以也就存在相应反应的可能性.

我们考虑动量为 k 的高能光子, 衰变到一个动量为 xk 的电子, $x \in [0, 1]$, 和一个动量为 $(1-x)k$ 的正电子. 使用方程 (5.1), 方程 (5.2) 和能动量守恒关系, 并展开到洛伦兹破坏参数的第一阶, 以及 $(m/k)^2$ 的领头阶, 有 [24, 50]

$$k \left[1 + \frac{\xi_n}{2} \left(\frac{k}{E_{\text{Pl}}} \right)^n \right] = xk \left[1 + \frac{m^2}{2(xk)^2} + \frac{\eta_n}{2} \left(\frac{xk}{E_{\text{Pl}}} \right)^n \right] + \{x \leftrightarrow 1-x\}. \quad (5.3)$$

经过简单的代数操作后, 上式可化为

$$\frac{m^2 E_{\text{Pl}}^n}{k^{n+2}} = x(1-x) [\xi_n - \eta_n ((1-x)^{n+1} + x^{n+1})]. \quad (5.4)$$

从方程 (5.4) 可以看到, 要求光子衰变反应的阈值, 就相当于求方程左边的 k 的最小值, 相应地, 也就是最大化方程的右边.

下面, 我们在三种理论的导引下考虑光子衰变的过程 [24].

(i) $\xi_1 \neq 0, \eta_1 = \eta_2 = \xi_2 = 0$

这种参数选取形式对应着 3.2 部分讨论的 D-膜理论. 这样, 方程 (5.4) 就化成

$$m^2 E_{\text{Pl}}/k^3 = [x(1-x)]\xi_1. \quad (5.5)$$

我们可以看到, $\xi_1 \rightarrow 0$ 的时候, $k \rightarrow +\infty$, 这就是标准模型中光子不能衰变的情况. 当 $\xi_1 < 0$ 的时候, 上式也没有光子衰变. 而 $\xi_1 > 0$ 的时候, 能量大于

$$k_{\text{th}} = (4m^2 E_{\text{Pl}}/\xi_1)^{1/3} \simeq 23.4 \xi_1^{-1/3} \text{ TeV}, \quad (5.6)$$

的光子就会衰变成正负电子对 [24, 50].

另一方面, 高能光子的观测能够给出洛伦兹破坏参数的限制. 例如, 在蟹状星云中观测到了 50 TeV 和 80 TeV 的高能光子, 那么, ξ_1 就被限制为 $< 10^{-2}$ [3].

(ii) $\xi_1 = \eta_1 \neq 0, \xi_2 = \eta_2 = 0$

这种情况对应着一种简单的假设: 洛伦兹破坏效应是纯粹的几何效应, 它对各种粒子的修正参数是一样的, 且都为线性修正. 此时, 方程 (5.4) 就化为

$$m^2 E_{\text{Pl}}/k^3 = 2[x^2(1-x)^2]\xi_1. \quad (5.7)$$

所以, 对于 $\xi_1 = \eta_1 \leq 0$ 的情况, 光子衰变不会发生; 而对于 $\xi_1 = \eta_1 > 0$ 的情况, 能量大于

$$k_{\text{th}} = (8m^2 E_{\text{Pl}}/\xi_1)^{1/3} \simeq 29.4 \xi_1^{-1/3} \text{ TeV}, \quad (5.8)$$

的光子就会衰变 [24].

$$(iii) \xi_1 = \eta_1 = \mathbf{0}, \xi_2 \neq \mathbf{0}, \eta_2 \neq \mathbf{0}$$

在前面两种情况中, 我们可以看到, 阈值反应都是在 $x = 1/2$ 的情况下发生的, 也就是说, 光子衰变所产生的电子与正电子的动量相等. 但是, 情况并不总是这样的 [24, 50].

上面的参数的选取是对应着 6-维不可重整的 CPT 为偶的有效场论, 参见 2.2.2 部分. 这样, 方程 (5.4) 就变为

$$m^2 E_{\text{Pl}}^2 / k^4 = [x(1-x)] \cdot [\xi_2 - \eta_2 ((1-x)^3 + x^3)]. \quad (5.9)$$

如果 $\eta_2 = 0$, 那么, 情况就变得与 (i) 类似: $\xi_2 \leq 0$ 时没有光子衰变发生, $\xi_2 > 0$ 时会使得能量大于

$$k_{\text{th}} = (4m^2 E_{\text{Pl}}^2 / \xi_2)^{1/4} \simeq 0.11 \xi_2^{-1/4} \text{ EeV}, \quad (5.10)$$

的光子衰变.

我们这里关心的是 $\eta_2 \neq 0$ 的情况. 引入 $z = (2x-1)^2$ [50], $z \in [0, 1]$, 可以使得上面关于 x 的四次方的方程变成关于 z 的二次方的方程

$$\frac{m^2 E_{\text{Pl}}^2}{k^4} = \frac{3\eta_2}{16} \left(z - \frac{2\xi_2 + \eta_2}{3\eta_2} \right)^2 - \frac{1}{12\eta_2} (\xi_2 - \eta_2)^2. \quad (5.11)$$

如此一来, 情况就变得很有趣, 方程右边的最大值可能在

$$z^a = 0, \quad z^b = 1, \quad z^c = \frac{2\xi_2 + \eta_2}{3\eta_2}, \quad (5.12)$$

三处取到, 分别对应着电子正电子具有动量分配的对称性 (z^a), 最大不对称性 (z^b) 与中间情况 (z^c) [24, 50].

经过详细的计算, 我们可以得到光子衰变的“相图”, 如图 5.1 所示. 其中

$$k_{\text{th}}^a = \left(\frac{16m^2 E_{\text{Pl}}^2}{4\xi_2 - \eta_2} \right)^{1/4} \simeq 0.16 (4\xi_2 - \eta_2)^{-1/4} \text{ EeV}, \quad (5.13)$$

$$k_{\text{th}}^c = \left[\frac{-12\eta_2 m^2 E_{\text{Pl}}^2}{(\xi_2 - \eta_2)^2} \right]^{1/4} \simeq 0.15 \left[\frac{-\eta_2}{(\xi_2 - \eta_2)^2} \right]^{1/4} \text{ EeV}. \quad (5.14)$$

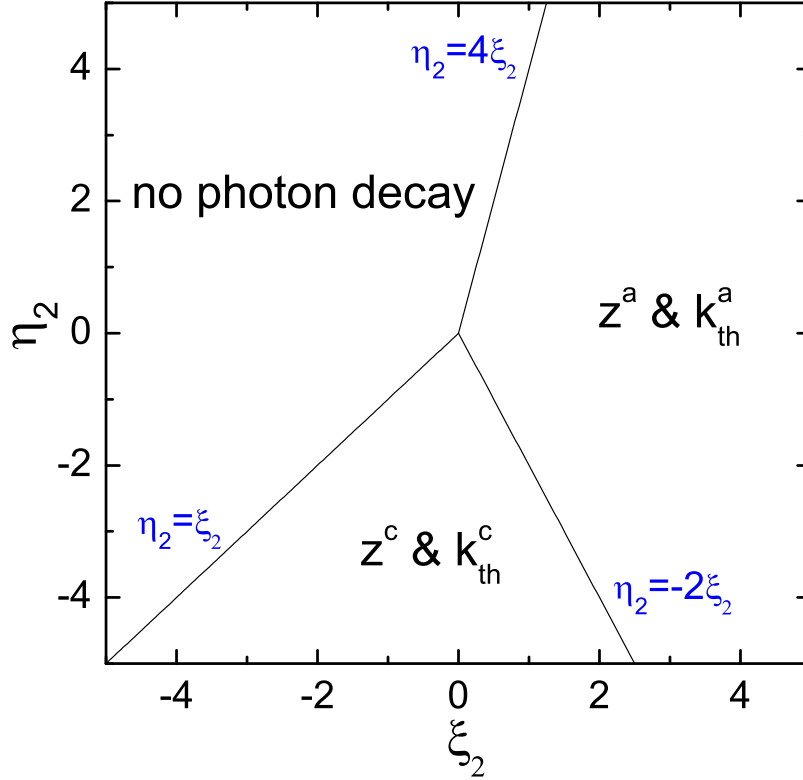


图 5.1: 6-维 CPT 为偶的有效场论理论中的光子衰变对于洛伦兹破坏参数 ξ_2 和 η_2 依赖的“相图” (任意单位制) [24], 其中的 z^a , z^c , k_{th}^a 和 k_{th}^c 请参见正文.

从图中可以清楚地看到, 光子衰变后动量在电子与正电子之间的分配方式是依赖于洛伦兹破坏参数的具体取值的 [24, 50]. 在 $z = z^a = 0$ (也就是 $x = 1/2$) 的区域, 动量的分配方式与我们的简单预期是一致的, 电子与正电子分别获得原先光子的一半动量. 而在其他的区域, 动量并不是对称分配的, 如 $z = z^c = (2\xi_2 + \eta_2)/3\eta_2$ 的时候, $x = \left[1 \pm \sqrt{(2\xi_2 + \eta_2)/3\eta_2}\right]/2 \neq 1/2$ [24, 50]. 而且, 同前面两种情况一样, 在洛伦兹破坏参数的某些取值区域, 光子衰变不会发生.

这里要提到的一点是, 光子衰变在 3.1 部分讨论的 DSR 理论中, 是不允许出现的. 因为 DSR 原理限制了各个参考系的等价性, 所以, 在不同的参考系中, 如果

存在光子衰变的阈值, 那么, 它们应该是相等的. 而这又跟坐标系之间的转化矛盾 (能量不是个坐标转化不变量, 除非它是 $0, \infty$, 或者 E_{Pl}).²

5.2 高能光子的吸收 $\gamma + \gamma_{EBL/CMB} \rightarrow e^+ + e^-$

另外一种很有意思的洛伦兹破坏唯象现象是高能光子通过 $\gamma + \gamma_{EBL/CMB} \rightarrow e^+ + e^-$ 过程而被吸收, 从而导致光谱受到吸收的修正. 其中的背景低能光子, 可以由宇宙微波背景辐射 (Cosmic microwave background; CMB) 或者更一般地, 由河外星系背景光 (Extra-galactic background light; EBL) 提供. CMB 是宇宙大爆炸后, 光子与物质退耦后, 作为无相互作用粒子随宇宙膨胀而演化至今的背景. EBL 是天文中各种发光体在演化的过程中所释放的光子 (主要在射电, 红外等波段) 残存下来的弥漫在整个宇宙空间的低能背景.

高能光子从遥远的太空传播至地球的过程中, 将不可避免地要与这些低能光子反应, 湮灭成正负电子对. 这个反应在标准模型中也是存在的, 它将导致越高能的光子越难到达地球. 原因在于, 越高能的光子所需要与之反应的低能光子的能量越低, 而在宇宙空间中的相应电磁波段, 低能的光子越多, 所以, 高能的光子越容易湮灭掉. 从而, 这样的反应可以看成是背景对高能光子的“吸收”, 高能光子的光谱将被改变.

如果存在洛伦兹破坏, 那么, 这个反应的特点将被改变, 体现出非常有意思的现象 [51, 52]. 从上面的光子衰变的反应中, 我们可以看到, 不同的洛伦兹破坏的参数将有非常复杂的洛伦兹破坏唯象学现象. 而在我们现在这个反应中, 由于有四个粒子的参与, 反应将会更加复杂. 具体的讨论可以参考文献 [50]. 而我们这里, 仅仅讨论一下这个洛伦兹修正带来的最主要的特点, 所以采用 Jacob 和 Piran 的讨论框架 [52]. 这个框架中, 我们仅仅考虑光子部分存在洛伦兹破坏的效应, 而电子部分暂时不计.³

在这个阈值反应中, 我们可以得到, 能够与高能光子 ω 反应的最小需要的背景

²更一般地说, 在 DSR 理论中, 是没有单粒子的阈值这种概念的, 因为能量在坐标系变换过程中也是会变化的.

³当记上电子部分的效应时, 对后面讨论的修正仅是一个量级为 $\mathcal{O}(1)$ 的小修正, 如果电子的洛伦兹破坏参数与光子的是同一个量级的话 [52].

光子能量为 [52]

$$\epsilon_{\text{th}} = \frac{m^2}{\omega} - \frac{\xi_n}{4} \left(\frac{\omega}{E_{\text{Pl}}} \right)^n \omega. \quad (5.15)$$

当 $\xi_n = 0$ 的时候, 上面的式子自然地回到洛伦兹对称的情形, $\epsilon_{\text{th}} = m^2/\omega$.

当 $\xi_n > 0$ 的时候, 就如我们在 5.1 部分所讨论的, 这个时候占主要作用的是光子衰变这个反应. $\xi_n < 0$ 的情况, 是我们这里要重点讨论的地方. 这时, 方程 5.15 的右边有个最小值, 也就是对应的反应阈值. 这个特点意味着: (i) 能量小于这个阈值的低能光子将不与任何的高能光子反应, (ii) 洛伦兹破坏理论预言了高能光子在高端当能量大于临界能量

$$\omega_{\text{cr}} = \left[-\frac{4m^2 E_{\text{Pl}}^n}{(n+1)\xi_n} \right]^{1/(n+2)}, \quad (5.16)$$

的时候有个“流强再现” [24, 52]. 当考虑 $n = 1$ 的情况时,

$$\omega_{\text{cr}} \simeq 18.5 (-\xi_1)^{-1/3} \text{ TeV}, \quad (5.17)$$

当 $n = 2$ 的时候,

$$\omega_{\text{cr}} \simeq 84.8 (-\xi_2)^{-1/4} \text{ PeV}. \quad (5.18)$$

这里要说明的是, 临界能量与上节中提到的高能光子衰变的阈值很接近. 这是因为, 高能光子衰变可以从另一观点来看待, 看成是高能光子与“零能光子”的反应, 而生成正负电子对.

在临界能量以上, 随着高能光子能量的增大, 需要与之反应的低能光子的能量也要更大. 而在这个能段上, 随着能量的增大, 光子的数目将减少. 所以, 与高能光子反应的低能光子的数目将减少, 高能光子也就会被少“吸收”, 从而出现“再现”. 光子流强的重新增大, 在光谱上是个明显的可以观测的现象, 为研究光子和电子的洛伦兹破坏物理提供了又一个“窗口”.

5.3 电子的真空切伦科夫辐射 $e_{\pm} \rightarrow e_{\pm} + \gamma$

与光子衰变类似, 在洛伦兹破坏的理论中, 电子也可能“衰变”. 这也可类比于在介质中传播的荷电粒子. 当荷电粒子在介质中运动时, 如果它的运动速度大于该介质中光的传播速度, 那么, 它就会辐射电磁场. 这就是切伦科夫辐射.

在洛伦兹破坏的物理里, 由于电子与光子的速度都依赖于能量, 所以, 极其高速运动的电子的速度就有可能大于光子的速度. 在能动量守恒下, 如果光子与电子的洛伦兹破坏系数合适的话, 就有可能导致电子的真空切伦科夫辐射过程 $e_{\pm} \rightarrow e_{\pm} + \gamma$ [2, 3, 9].

这里的分析与 5.1 部分关于光子的真空衰变十分类似, 参数依赖关系也十分类似. 其中一个原因是, 电子的真空切伦科夫辐射 $e_{\pm} \rightarrow e_{\pm} + \gamma$ 的费曼图其实可以看成光子的真空衰变 $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ 的费曼图“旋转” 90 度角.

5.4 手征反转 $e_{\pm} \rightarrow e_{\mp} + \gamma$

从方程 (2.22) 中可以得到, 左手的费米子与右手的费米子其实可以分享不同的洛伦兹破坏参数. 在理论上来看, 并没有什么理由要求它们相等. 从而, 左手的电子可以有跟右手的电子不同的洛伦兹破坏系数与色散关系.

那么, 不同手征特性的电子可以有不同的色散关系, 从而也就可能存在一种从某手征态“翻转”到另外一个手征态的过程, 也就是所谓的手征反转 $e_{\pm} \rightarrow e_{\mp} + \gamma$ [2, 3, 9].

该过程不是一个值阈过程, 某一个“非优先的”手征态的电子在理论上经过足够长的时间后, 会全部翻转到另一个“优先的”手征态. 但是, 低能的电子的“翻转”受到相空间的压低, 所以发生的概率较低 [2, 3, 9].

5.5 电子的同步辐射上限

修正的能动量色散关系也可能对粒子的速度上限有个限制, 特别地, 在电子的同步回旋辐射过程中, 洛伦兹破坏效应将比较明显地显示出来 [53].

在洛伦兹对称性守恒的理论中, 在磁场 \mathbf{B} 下做同步回旋运动的电子, 有个最大可能的回旋频率

$$\omega_c = \frac{3}{2}eB\gamma^3E, \quad (5.19)$$

其中 γ 是电子的 Lorentz 因子, E 是电子的能量. 而在洛伦兹破坏的理论中, 上面这个最大回旋频率会受到修正, 从而同步回旋辐射的光子也会受到影响.

正是出于上面的考虑, 参考文献 [53] 中研究了蟹状星云中的电子的辐射, 对某些情况下的洛伦兹破坏系数限制得较严. 但电子的同步回旋辐射的分析中存在很多的不确定性, 如, 辐射是来自于电子还是正电子等. 所以, 关于电子的同步回旋辐射的上限的研究还需要更多的证据. 特别是, 需要各种不同的方法之间的交叉影响与借鉴.

结 论

洛伦兹破坏的研究是出于对标准模型与广义相对论理论存在着严重的冲突的考虑,也是对新物理——量子引力理论——的有益探索. 很多的洛伦兹破坏理论都给出了修正的能动量色散关系,从而导致了丰富多彩的洛伦兹破坏唯像学. 而至关重要的是,这些现象中有很多是可以通过地面实验或者天文观测来检验的,从而能够使得背后更深层次的量子引力理论受到部分的检验. 这无疑是激动人心的物理探究领域.

随着现今对于洛伦兹破坏研究的进一步重视,以及实验观测上的进步,洛伦兹破坏理论已经受到,并且正在进一步地受到物理学家的极大热情的关注. 理论上的探讨,正试图给出一个完备的,自洽的关于洛伦兹破坏的描述. 这里涉及到一些非常深奥的问题,如因果性,局域性,理论的相对性等. 而在探测方面,经过多年的努力,已经给洛伦兹破坏效应给出了非常强的限制,并已经排除了不少的理论场景,使得该领域的研究更加白热化. 但不论怎么说,现今的所有实验与观测并没能给出确凿的洛伦兹对称性确实存在破坏的证据,爱因斯坦的狭义相对论依然傲然挺立着.

随着更多的理论与实验的研究,洛伦兹破坏理论的很多疑难问题正在一步一步地澄清,也正产生着更加深入的完善的思索. 特别是,一些观测的交叉分析,使得洛伦兹破坏的系数受到来自不同的现象的限制. 相信在近十年,洛伦兹破坏的研究能够给出更加明确的结果.

参考文献

- [1] T.D. Lee, C.N. Yang, *Question of parity conservation in weak interactions*, Phys. Rev. 104 (1956) 254 - 258.
- [2] T. Jacobson, S. Liberati, D. Mattingly, *Lorentz violation at high energy: concepts, phenomena, and astrophysical constraints*, Ann. Phys. 321 (2006) 150-196.
- [3] S. Liberati, L. Maccione, *Lorentz violation: motivation and new constraints*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 59 (2009) 245-267.
- [4] N.E. Mavromatos, *CPT violation and decoherence in quantum gravity*, Lect. Notes Phys. 669 (2005) 245-320.
- [5] S. Weinberg, *Quantum contributions to cosmological correlations*, Phys. Rev. D 72 (2005) 043514.
- [6] T. Damour, A.M. Polyakov, *The string dilaton and a least coupling principle*, Nucl. Phys. B 423 (1994) 532-558.
- [7] M. Bleicher et al., *Black hole production in large extra dimensions at the Tevatron: possibility for a first glimpse on TeV scale gravity*, Phys. Lett. B 548 (2002) 73-76.
- [8] V.A. Kostelecký, *Gravity, Lorentz violation, and the standard model*, Phys. Rev. D 69 (2004) 105009.
- [9] D. Mattingly, *Modern tests of Lorentz invariance*, Living Rev. Rel. 8 (2005) 5-84.

- [10] O.W. Greenberg, *CPT violation implies violation of Lorentz invariance*, Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 231602.
- [11] V.A. Kostelecký, S. Samuel, *Spontaneous breaking of Lorentz symmetry in string theory*, Phys. Rev. D 39 (1989) 683-685.
- [12] G. Amelino-Camelia et al., *Potential sensitivity of gamma-ray burster observations to wave dispersion in vacuo*, Nature 393 (1998) 763-765.
- [13] R. Gambini, J. Pullin, *Nonstandard optics from quantum spacetime*, Phys. Rev. D 59 (1999) 124021.
- [14] G. Amelino-Camelia, S. Majid, *Waves on noncommutative spacetime and gamma-ray bursts*, Int. J. Mod. Phys. A 15 (2000) 4301-4324.
- [15] S.M. Carroll et al., *Noncommutative field theory and Lorentz violation*, Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 141601.
- [16] J. Lukierski, H. Ruegg, W.J. Zakrzewski, *Classical and quantum mechanics of free κ -relativistic systems*, Ann. Phys. 243 (1995) 90-116.
- [17] S. Weinberg, *What is quantum field theory, and what did we think it is?*, arXiv:hep-th/9702027v1.
- [18] S. Weinberg, *Effective field theory, past and future*, arXiv:0908.1964v3.
- [19] D. Colladay, V.A. Kostelecký, *CPT violation and the standard model*, Phys. Rev. D 55 (1997) 6760-6774.
- [20] D. Colladay, V.A. Kostelecký, *Lorentz-violating extension of the standard model*, Phys. Rev. D 58 (1998) 116002.
- [21] R.C. Myers, M. Pospelov, *Ultraviolet modifications of dispersion relations in effective field theory*, Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 211601.

- [22] Mattingly, *Have we tested Lorentz invariance enough?*, arXiv:0802.1561v1.
- [23] Z. Xiao, B.-Q. Ma, *Lorentz violation dispersion relation and its application*, Int. J. Mod. Phys. A 24 (2009) 1359-1381.
- [24] L. Shao, B.-Q. Ma, *Lorentz violation effects on astrophysical propagation of very high energy photons*, submitted.
- [25] P.A. Bolokhov, S.G. Nibbelink, M. Pospelov, *Lorentz violating supersymmetric quantum electrodynamics*, Phys. Rev. D 72 (2005) 015013.
- [26] S.G. Nibbelink, M. Pospelov, *Lorentz violation in supersymmetric field theories*, Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 081601.
- [27] A.G. Cohen, S.L. Glashow, *Very special relativity*, Phys. Rev. Lett. 97 (2006) 021601.
- [28] G. Amelino-Camelia, *Relativity in space-times with short-distance structure governed by an observer-independent (Planckian) length scale*, Int. J. Mod. Phys. D 11 (2002) 35-60.
- [29] G. Amelino-Camelia, *Kinematical solution of the UHE-cosmic-ray puzzle without a preferred class of inertial observers*, Int. J. Mod. Phys. D 12 (2003) 1211-1226.
- [30] J. Magueijo, L. Smolin, *Lorentz invariance with an invariant energy scale*, Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 190403.
- [31] J. Magueijo, L. Smolin, *Generalized Lorentz invariance with an invariant energy scale*, Phys. Rev. D 67 (2003) 044017.
- [32] G. Amelino-Camelia, *Doubly-special relativity: facts, myths and some key open issues*, Symmetry 2 (2010) 230-271.

- [33] J. Ellis et al., *A search in gamma-ray burst data for nonconstancy of the velocity of light*, ApJ 535 (2000) 139-151.
- [34] J. Ellis, N.E. Mavromatos, D.V. Nanopoulos, *Derivation of a vacuum refractive index in a stringy space-time foam model*, Phys. Lett. B 665 (2008) 412-417.
- [35] J. Ellis, N.E. Mavromatos, D.V. Nanopoulos, *Probing a possible vacuum refractive index with γ -ray telescopes*, Phys. Lett. B 674 (2009) 83-86.
- [36] L. Maccione, S. Liberati, G. Sigl, *Ultra high energy photons as probes of Lorentz symmetry violations in stringy space-time foam models*, arXiv:1003.5468.
- [37] J. Ellis, N.E. Mavromatos, D.V. Nanopoulos, *Comments on ultra-high-energy photons and D-foam models*, arXiv:1004.4167.
- [38] Z. Xiao, L. Shao, B.-Q. Ma, *Eikonal equation of the Lorentz-violating Maxwell theory*, in preparation.
- [39] U. Jacob, T. Piran, *Lorentz-violation-induced arrival delays of cosmological particles*, J. Cosmol. Astropart. Phys. 0801 (2008) 031.
- [40] T. Piran, *The physics of gamma-ray bursts*, Rev. Mod. Phys. 76 (2005) 1143-1210.
- [41] L. Shao, Z. Xiao, B.-Q. Ma, *Lorentz violation from cosmological objects with very high energy photon emissions*, Astropart. Phys. 33 (2010) 312-315.
- [42] Z. Xiao, B.-Q. Ma, *Constraints on Lorentz invariance violation from gamma-ray burst GRB090510*, Phys. Rev. D 80 (2009) 116005.
- [43] S.D. Biller et al., *Limits to quantum gravity effects on energy dependence of the speed of light from observations of TeV flares in active galaxies*, Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 2108-2111.

- [44] J. Albert et al., *Probing quantum gravity using photons from a flare of the active galactic nucleus Markarian 501 observed by the MAGIC telescope*, Phys. Lett. B 668 (2008) 253-257.
- [45] F. Aharonian et al., *Limits on an energy dependence of the speed of light from a flare of the active galaxy PKS 2155-304*, Phys. Rev. Lett. 101 (2008) 170402.
- [46] R.J. Gleiser, C.N. Kozameh, *Astrophysical limits on quantum gravity motivated birefringence*, Phys. Rev. D 64 (2001) 083007.
- [47] I.G. Mitrofanov, *A constraint on canonical quantum gravity?*, Nature 426 (2003) 139-139.
- [48] J. Ellis et al., *Robust limits on Lorentz violation from gamma-ray bursts*, Astropart. Phys. 25 (2006) 402-411.
- [49] A.A. Abdo et al., *A limit on the variation of the speed of light arising from quantum gravity effects*, Nature 462 (2009) 331-334.
- [50] T. Jacobson, S. Liberati, D. Mattingly, *Threshold effects and Planck scale Lorentz violation: combined constraints from high energy astrophysics*, Phys. Rev. D 67 (2003) 124011.
- [51] G. Amelino-Camelia, T. Piran, *Planck-scale deformation of Lorentz symmetry as a solution to the ultrahigh energy cosmic ray and the TeV-photon paradoxes*, Phys. Rev. D 64 (2001) 036005.
- [52] U. Jacob, T. Piran, *Inspecting absorption in the spectra of extra-galactic gamma-ray sources for insight into Lorentz invariance violation*, Phys. Rev. D 78 (2008) 124010.
- [53] T. Jacobson, S. Liberati, D. Mattingly, *A strong astrophysical constraint on the violation of special relativity by quantum gravity*, Nature 424 (2003) 1019-1021.

已发表/待发表论文

- Y. Zhang, **L. Shao**, B.-Q. Ma, *Statistical effect in the parton distribution functions of the nucleon*, Phys. Lett. B 671 (2009) 30-35.
- Y. Zhang, **L. Shao**, B.-Q. Ma, *Nuclear EMC effect in a statistical model*, Nucl. Phys. A 828 (2009) 390-400.
- **L. Shao**, B.-Q. Ma, *First digit distribution of hadron full width*, Mod. Phys. Lett. A 40 (2009) 3275-3282.
- **L. Shao**, Y.-J. Zhang, B.-Q. Ma, *Sea quark contents of octet baryons*, Phys. Lett. B 686 (2010) 136-140.
- **L. Shao**, B.-Q. Ma, *Empirical Mantissa Distributions of Pulsars*, Astropart. Phys. 33 (2010) 255-262.
- **L. Shao**, Z. Xiao, B.-Q. Ma, *Lorentz violation from cosmological objects with very high energy photon emissions*, Astropart. Phys. 33 (2010) 312-315.
- **L. Shao**, Y. Zhang, B.-Q. Ma, *Parton distribution functions and nuclear EMC effect in a statistical model*, Chin. Phys. C, in press (QNP09 proceeding).
- **L. Shao**, B.-Q. Ma, *The significant digit law in statistical physics*, Physica A(2010) doi:10.1016/j.physa.2010.04.021.
- **L. Shao**, B.-Q. Ma, *Lorentz violation effects on astrophysical propagation of very high energy photons*, submitted.
- **邵立晶**, 马伯强, 自然世界的首位数规律, 科技导报, 已投送.

- **L. Shao**, J.-F. Liu, Y.-J. Yang, A.K.H. Kong, *Suzaku, Swift, and Chandra studies of an ultraluminous X-ray source: M81 X-6*, in preparation.
- Z. Xiao, **L. Shao**, B.-Q. Ma, *Eikonal equation of the Lorentz-violating Maxwell theory*, in preparation.

致 谢

首先,我要诚挚地感谢我的毕业论文指导老师,马伯强教授.他同时也是我的本科生科研指导教师,并将是我的研究生与博士生指导教师.马老师待人随和谦虚,有亲和力,拥有惊人的物理直觉与洞察能力,并对物理学有着深入的理解,这些都是我学习的榜样.

其次,我要感谢合作者们,其中有台湾清华大学的江国兴教授,辽宁工程技术大学的张永军教授,哈佛-史密松森天体物理中心的刘继锋研究员,北大物理学院的张运华和肖智博士,荷兰阿姆斯特丹大学的杨怡蓉博士等.

最后,我要感谢给予我帮助的所有人,有东南大学的吕准教授,普林斯顿大学的薛秉侃师兄,北大物理学院的王稼军教授,刘春玲副教授,理论所的朱守华教授,李重生教授,陈斌教授,天文系的徐仁新教授,科维里研究所的黎卓研究员,李立新教授,于清娟教授,还有马伯强教授组内的所有师兄,师姐和同学,以及我的家人.

北京大学学位论文原创性声明和使用授权说明

原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品或成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本声明的法律结果由本人承担。

论文作者签名： 日期： 年 月 日

学位论文使用授权说明

(必须装订在提交学校图书馆的印刷本)

本人完全了解北京大学关于收集、保存、使用学位论文的规定，即：

- 按照学校要求提交学位论文的印刷本和电子版本；
- 学校有权保留学位论文的印刷本和电子版，并提供目录检索与阅览服务，在校园网上提供服务；
- 学校可以采用影印、缩印、数字化或其它复制手段保存论文；
- 因某种特殊原因需要延迟发布学位论文电子版，授权学校一年/两年/三年以后，在校园网上全文发布。

(保密论文在解密后遵守此规定)

论文作者签名： 导师签名：

日期： 年 月 日

