arXiv:2603.08298v1 [hep-ph] 9 Mar 2026

原子和分子光谱实验中的非最小洛伦兹对称性破缺

Arnaldo J. Vargas

Laboratory of Theoretical Physics, Department of Physics, University of Puerto Rico, Río Piedras 00936, Puerto Rico

本报告讨论了可能在原子和分子光谱实验中观测到的洛伦兹对称性破缺信号。报告概述了已受到约束的非相对论有效标准模型扩展系数，并探讨了对尚未受到约束的系数首次设定界限的前景。此外，报告强调，在检验洛伦兹对称性时，考虑涉及具有高角动量的原子或分子态的跃迁十分重要。

1. 引言

洛伦兹对称性的微小偏离可能成为标准模型和广义相对论之外新物理的低能信号，这一可能性[1] 促成了标准模型扩展（SME）的发展。[2]标准模型扩展是一个全面的框架，可用于系统地检验洛伦兹对称性。标准模型扩展为每个洛伦兹对称性破缺算符指定一个独特的洛伦兹对称性破缺系数，称为标准模型扩展系数。标准模型扩展的目标是寻找标准模型扩展系数非零的证据，这将表明洛伦兹对称性遭到破坏。

标准模型扩展也为系统地检验CPT对称性提供了一个框架，因为在现实的有效量子场论中，CPT破缺意味着洛伦兹对称性破缺。[3] 标准模型扩展中约有一半的洛伦兹对称性破缺算符也会破坏CPT对称性。与这些算符相关的系数称为CPT破缺系数；若有证据表明此类系数的值非零，则意味着CPT对称性可能遭到破坏。

探测这些对称性的实验通常只对有限的标准模型扩展系数子集敏感。因此，需要开展广泛的实验，才能系统地检验洛伦兹对称性和CPT对称性。利用标准模型扩展框架，可以量化某项实验对

特定标准模型扩展系数的敏感性，从而比较不同对称性检验的竞争力和互补性。

早期版本的标准模型扩展聚焦于质量维数为 $d \leq 4$的洛伦兹破缺算符，这些算符被称为最小算符，以避免在该框架中引入不可重整化项。[2] 然而，这一限制并非必要，因为标准模型扩展基于如下前提：任何潜在的洛伦兹破缺理论都会表现为低能有效场论。若该理论仅在有限的能量范围内有效，则不必是可重整化的。因此，没有理由将定义为具有 $d \geq 5$的非最小算符排除在标准模型扩展之外。随后对标准模型扩展的拓展已纳入这些非最小算符。[4–8]在某些方面，非最小算符比最小算符更令人关注，因为其效应预计会受到实验能量标度与有效理论失效时所处高能标度之比的压低，从而为目前尚未观测到的洛伦兹与CPT破缺的微小效应提供了一种合理的解释。

下文概述了在原子和分子光谱实验中检验洛伦兹对称性与CPT对称性、并纳入非最小效应的模型，尤其着重于文献9、10、11、12、13、14、15中所发展的模型。鉴于本文讨论范围较为集中，我们不考虑那些仅检验只涉及最小标准模型扩展系数的模型、且尚未被用于对非最小SME系数施加约束的高精度光谱实验。[16]

在许多情况下，标准模型扩展系数对系统可观测量的贡献以特定线性组合的形式出现。为方便起见，这些线性组合被定义为有效标准模型扩展系数。在本文所讨论的模型中，这些有效系数即为非相对论系数。[6]

本文的结构如下。我们简要描述非相对论系数及其相关性质。随后，我们讨论在原子与分子实验中可能观测到的洛伦兹对称性破缺信号。此外，我们回顾已被约束的非相对论系数，并指出有望对其余尚未受约束的非相对论系数施加约束的潜在实验。

2. 正文

对原子光谱的主导洛伦兹破缺效应，可通过仅考虑主导的洛伦兹破缺微扰对

原子内费米子的自由传播而得到。[10] 我们所关注的微扰，是通过对原子中的每种费米子加入文献6中导出的、同时包含最小算符和非最小算符的单粒子微扰而得到的。该微扰依赖于自由粒子能量 $\sqrt{|\boldsymbol{p}|^2+m_w^2}$；若其小于1，则可按 ~~$|\boldsymbol{p}|/m_w$~~ 的幂次展开。将此展开应用于自由粒子能量后得到的微扰称为非相对论（NR）微扰，记为 $\delta h_w^{\rm NR}$。这里， w 表示费米子类型，取值为 e 表示电子， p 表示质子， μ 表示μ子。

如文献10所示，单粒子微扰中的某些项对原子或分子能级的能量没有贡献。排除这些项后，洛伦兹破缺单粒子微扰取如下形式

$$\begin{aligned}\delta h_w^{\rm NR} = &-\sum_{kjm} |\boldsymbol{p}|^k {}_0Y_{jm}(\hat{\boldsymbol{p}}) \left(\mathcal{V}_{w}{}^{\rm NR}_{kjm} + \boldsymbol{\sigma}\cdot\hat{\boldsymbol{\epsilon}}_r \mathcal{T}_{w}{}^{{\rm NR}(0B)}_{kjm}\right)\\ &+\sum_{kjm} |\boldsymbol{p}|^k \boldsymbol{\sigma}\cdot\left({}_{+1}Y_{jm}(\hat{\boldsymbol{p}})\hat{\boldsymbol{\epsilon}}_- - {}_{-1}Y_{jm}(\hat{\boldsymbol{p}})\hat{\boldsymbol{\epsilon}}_+\right)\mathcal{T}_{w}{}^{{\rm NR}(1B)}_{kjm}, \qquad (1)\end{aligned}$$

其中 k 取值为0、2和4，并与 $0\le j\le 5$ 和 $-j\le m\le j$一起。

利用自由粒子能量的非相对论展开，会在微扰中得到不同质量维数的标准模型扩展系数的线性组合，每一项都伴随费米子质量的适当幂次。这些系数的线性组合称为非相对论系数，并以上标NR加以区分。非相对论系数与洛伦兹与CPT破缺的标准模型扩展系数之间的关系由文献6的式(111)和式(112)给出。一般而言，所有非相对论系数都受到非最小SME系数的贡献，而其中一些也受到最小SME系数的贡献。

$\delta h_w^{\rm NR}$中出现的非相对论系数，即 $\mathcal{V}_{w}{}^{\rm NR}_{kjm}$、 $\mathcal{T}_{w}{}^{{\rm NR}(0B)}_{kjm}$ 和$\mathcal{T}_{w}{}^{{\rm NR}(1B)}_{kjm}$，是与具有明确CPT符号的算符相关联的标准模型扩展系数的线性组合。这些组合为

$$\begin{aligned}\mathcal{V}_{w}{}^{\rm NR}_{kjm} &= c_{w}{}^{\rm NR}_{kjm} - a_{w}{}^{\rm NR}_{kjm},\\ \mathcal{T}_{w}{}^{{\rm NR}(qP)}kjm &= g_{w}{}^{{\rm NR}(qP)}kjm - H_{w}{}^{{\rm NR}(qP)}_{kjm}, \qquad (2)\end{aligned}$$

其中， a-型和 g-型系数对应 CPT奇算符，而 c-型和 H-型系数则与 CPT偶算符相关。相比之下，非相对论反物质实验对另一种线性组合敏感。为区分这两种情形，使用指标w 表示反粒子情形，以区别于表示粒子情形的 w，

—

与反物质实验相关的组合为

$$\mathcal{V}_{\overline{w}kjm}^{\mathrm{NR}} = c_{w}{}_{kjm}^{\mathrm{NR}} + a_{w}{}_{kjm}^{\mathrm{NR}},$$
$$\mathcal{T}_{\overline{w}}{}^{\mathrm{NR}(qP)}kjm = -g_{w}{}^{\mathrm{NR}(qP)}kjm - H_{w}{}_{kjm}^{\mathrm{NR}(qP)}. \tag{3}$$

公式（2）与公式（3）之间的差异在于CPT 奇项的符号。需要注意的是，具有确定CPT符号的系数始终是相对于粒子类型定义的，而不是相对于反粒子类型定义的，这与文献中的标准约定一致。最后， j 和 m 非相对论系数的指标对应于公式（1）中出现的自旋加权球谐函数 ${}_sY_{jm}$（$\hat{}\boldsymbol{p}$）的指标，而指标k 表示费米子动量大小 $|\boldsymbol{p}|$的幂次。

并非 k 和 j 指标的所有组合都允许出现在微扰（1）中。对于 $\mathcal{V}$型系数，仅允许 j 取偶数值，且 k 必须满足 $k \geq j$。对于 $\mathcal{T}$型系数， j 为奇数，并且必须满足 $k+1 \geq j$。总体而言，基于微扰（1）的模型包含178个可通过原子光谱实验探测的非相对论系数，每种粒子类型各有一组。例如，氢光谱实验对178个电子系数和同样数量的质子系数均敏感。

需要注意的是，正如文献 10 中所述，对于给定的原子能级，并非全部 178 个系数都会对洛伦兹破缺能量位移产生贡献。例如，在氢、反氢和μ子素等双费米子原子中，只有指标为 j satisfying $j \leq 2J$ and $j \leq 2F$ 的系数才会对由量子数 J （较轻费米子的总角动量）和 F（原子的总角动量）表征的能级产生贡献。[10] 例如，双费米子原子中量子数为 $J = 1/2$ 和 $F \leq 1$ 的 nS 态之间的跃迁，对每种粒子类型仅对 40 个系数敏感 —— 这只是模型所含系数总数的一小部分。

如果旋转对称性破缺，原子光谱可能依赖$\vec{}$于原子总角动量 F 的取向。这可能导致意外的多重共振峰，或使线形展宽。[9,10,14] 然而，在地面实验中，旋转对称性破缺最常见的实验信号是共振频率的恒星时变化。其基本思想是，当原子——具体而言是其总角动量 F——相对于固定惯性参考系旋转时，原子光谱会发生变化$\vec{}$。这种旋转可以通过施加外磁场来实现，该磁场绝热地旋转，其相对

于固定参考系。于是，旋转对称性破缺的信号将表现为原子共振频率随时间的变化，并以磁场的旋转频率进行调制。对于在地球表面进行的实验，将磁场固定在实验室参考系中即可，因为地球的自转自然会产生相对于固定惯性参考系的绝热旋转。在这种情况下，调制频率对应于恒星日频率。

标准模型扩展系数在观察者变换下发生变换；因此，其取值取决于分析实验时所采用的参考系。为便于在多项实验之间进行比较，通常的做法是在一个共同参考系中报告对这些系数的约束，该参考系一般为以太阳为中心的参考系。[17,18] 以太阳为中心的参考系中、对共振频率的洛伦兹破缺频移有贡献的非相对论系数的指标 j 和 m，有助于了解实验中预期的恒星日变化类型。假设跃迁频率的时间变化被分解为恒星日频率的谐波，$\omega_\oplus \simeq 2\pi/$（1436分钟）。以太阳为中心的参考系中指标为 m 的非相对论系数只能对 $\omega_\oplus$的第 $|m|$次谐波的振幅有贡献。[10]由于 $|m| \leq j$，指标为 j 的系数不能对高于恒星日频率第 j次谐波的谐波有贡献。

带有 $j \leq 2$ 的非相对论系数包含来自最小标准模型扩展系数的主要贡献，具体而言，对于$j = 1$ ，是带有 $k = 0$ 的 $\mathcal{T}$型系数；对于 $j = 0$ 和 $j = 2$，则是带有 $k = 2$ 的 $\mathcal{V}$型系数。因此，许多受最小标准模型扩展启发的实验都聚焦于这些类型的系数，而由这些实验获得的约束后来被重新解释为对带有 $j = 1$ 和 $j = 2$的非相对论系数的界限。特别是，研究μ子素[19] 和氢基态内共振频率的恒星时变化[20] ，以及使用氙-氦共磁力仪开展的实验[21] ，已被用于对标准模型扩展的电子、质子、μ子和中子扇区中带有 $|m| = 1$ 的$j = 1$ $\mathcal{T}$型非相对论系数设定界限。[9–11] 一项使用氖-铷-钾共磁力仪研究恒星时变化的实验[22] 考察了恒星日频率前两个谐波处的变化，并被用于约束中子的 $j = 2$ $\mathcal{V}$型非相对论系数，其中 $|m| = 1$ 和 $|m| = 2$。[11]

指标为 $j \geq 3$ 的非相对论系数仍未受到约束，[18] 因为迄今为止考虑的所有跃迁都涉及总角动量小于或等于 $F = 1$ 的态。因此，涉及跃迁至更高角动量态的洛伦兹与CPT检验，或可对这些尚未受约束的非相对论系数具有灵敏度。例如，拟议的测量.....

μ子素中的 $2S$–$2P_{3/2}$ 跃迁，或可首次对 $j = 3$ μ子非相对论系数[14] 作出限制；而对 H_2^+ 基态内转动-振动跃迁[23] 进行恒星日变化研究，则可能首次对满足 $j = 4$ 的质子非相对论系数作出限制。[15]

微扰（1）的另一个关键特征是它取决于动量大小，这使某些系统对特定系数表现出显著更高的灵敏度，尤其是那些带有$k = 4$的系数，因为其组成粒子的动量更大。例如，氘中的质子比氢中的质子动量更大，这是由于它在氘核内运动。因此，尽管氢通常对洛伦兹破缺频移的灵敏度更高，氘对质子系数的灵敏度仍可能显著高于氢。[10,12] 目前，对氘基态塞曼超精细跃迁的恒星日变化研究已进入分析的最后阶段，预计将改进对带有 $j = 1$、对应于 $k = 2$和 $k = 4$的质子非相对论系数的限制，并首次对带有 $j = 2$的质子非相对论系数作出限制。[12] 另一个受益于动量增强效应的系统是μ子氢，其中负μ子的动量大于μ子素中正μ子的动量。因此，尽管对μ子素基态超精细分裂的改进测量提案[24] 是改进 $\mathcal{T}$型 $k = 0$ μ子系数限制的最佳方案，但收紧 $k = 2$ 和 $k = 4$ μ子系数限制的最佳前景，在于利用μ子氢实验中采集的数据开展恒星日变化研究，[9] 例如目前正在进行的研究。[25] 最后，HD基态内的转动-振动跃迁也已通过实验测量。[+] 由于氘核内质子的动量较大，与H_2^+中的跃迁相比，这些跃迁可能对质子系数具有更高的灵敏度。[15]

以太阳为中心的参考系中的非相对论系数 $m = 0$ 不会引起共振频率的恒星时变化。[9–11] 然而，这些系数仍可能导致恒定频移，可通过其他方法加以约束。其中一种方法利用某些 $m = 0$ 系数对磁场与地球自转轴之间相对取向的依赖性。[10] 一项研究氢基态内不同磁场取向下跃迁的实验，成功对 $\mathcal{T}$型质子和电子系数给出了限制，其精度为 $j = 1$， $m = 0$。[27] 探测 $m = 0$ 系数的另一种策略是检验CPT对称性。[10] 例如，对比氢和反氢中的 $m = 0$ –[9–11] 跃迁 $m = 0$ ，可

得出电子和质子的 a型系数界限，精度为 $j = 0$ 。[11] 此外，还可通过将精密实验结果与标准模型的预测进行比较，来约束带有 $m = 0$ 的系数。这种方法已对电子、质子和μ子扇区中的 a型和 c型系数给出了界限。具体例子包括正电子素中的 $1S$–$2S$跃迁，[10] μ子素中的 $1S$–$2S$ 跃迁及经典兰姆位移，[9,29] 以及反氢中的 $1S$–$2P$ 跃迁。[13,30] 与恒星日变化研究一样，研究涉及较高角动量量子数态的跃迁也很有意义。在此背景下，拟议中的分子反氢光谱研究[23,31] 尤其令人振奋，因为它能够探测具有 $j \geq 3$ 和 $m = 0$的非相对论系数，而这些系数至今无法通过反氢中已研究的跃迁进行探测。[10,15]

3. 总结

本文讨论的模型所涉及的非相对论系数中，μ子扇区中仅约16%受到约束，而电子、质子和中子扇区中约有25%受到约束。这为在原子与分子实验中探索可能的CPT和洛伦兹对称性破缺留下了很大的空间。大量非相对论系数尚未受到约束，一个重要原因是涉及高角动量态跃迁的洛伦兹与CPT检验十分有限。尽管继续收紧现有界限仍然很重要——其中许多界限还有很大的改进空间——但设计并开展专门探测目前尚未受约束系数的实验，同样至关重要。

参考文献

1. V.A. Kosteleck´y 和 S. Samuel, 《物理评论D》**39**, 683 (1989); V.A. Kosteleck´y 和 R. Potting, 《核物理B》**359**, 545 (1991);《物理评论D》**51**, 3923 (1995). 2. D. Colladay 和 V.A. Kosteleck´y, 《物理评论D》**55**, 6760 (1997); 《物理评论D》**58**, 116002 (1998). 3. O.W. Greenberg, 《物理评论快报》**89**, 231602 (2002). 4. V.A. Kosteleck´y 和 M. Mewes, 《物理评论D》**80**, 015020 (2009). 5. V.A. Kosteleck´y 和 M. Mewes, 《物理评论D》**85**, 096005 (2012); J.S. D´ıaz、V.A. Kosteleck´y 和 M. Mewes, 《物理评论D》**89**, 043005 (2014); V.A. Kosteleck´y 和 Z. Li, 《物理评论D》**99**, 056016 (2019). 6. V.A. Kosteleck´y 和 M. Mewes, 《物理评论D》**88**, 096006 (2013).

7. V.A. Kosteleck´y 和 M. Mewes, 《物理学快报B》757, 510 (2016); Q.G. Bai- ley、V.A. Kosteleck´y 和 R. Xu, 《物理评论D》91, 022006 (2015); V.A. Kosteleck´y 和 J.D. Tasson, 《物理学快报B》749, 551 (2015). 8. V.A. Kosteleck´y 和 Z. Li, 《物理评论D》103, 024059 (2021). 9. A.H. Gomes、V.A. Kosteleck´y 和 A.J. Vargas, 《物理评论D》90, 076009 (2014). 10. V.A. Kosteleck´y 和 A.J. Vargas, 《物理评论D》92, 056002 (2015). 11. V.A. Kosteleck´y 和 A.J. Vargas, 《物理评论D》98, 036003 (2018). 12. A.J. Vargas, 《物理评论D》109, 055001 (2024). 13. A.J. Vargas, 《物理评论D》111, 015032 (2025). 14. P. Blumer *et al.*, 《欧洲物理学杂志D》79, 24 (2025). 15. A.J. Vargas, arXiv预印本库:2503.06306 [高能物理—现象学]. 16. M.A. Hohensee *et al.*, 《物理评论快报》111, 050401 (2013); T. Pruttivarasin *et al.*, 《自然》517, 592 (2015); C. Sanner *et al.*, 《自然》567, 204 (2019); Eli Megidish *et al.*, 《物理评论快报》122, 123605 (2019); L.S. Dreissen *et al.*, 《自然·通讯》13, 7314 (2022). 17. V.A. Kosteleck´y 和 M. Mewes, 《物理评论D》66, 056005 (2002). 18. V.A. Kosteleck´y 和 N. Russell, 《现代物理评论》( ); , edition, arXiv预印本库: . v . 19. V.W. Hughes *et al.*, 《物理评论快报》87, 111804 (2001). 20. D.F. Phillips *et al.*, 《物理评论D》(R) ( ); M.A. Humphrey, 《物理评论A》( ). 21. F. Allmendinger *et al.*, 《物理评论快报》112, 110801 (2014). 22. M. Smiciklas *et al.*, 《物理评论快报》107, 171604 (2011). 23. M.R. Schenkel、S. Alighanbari 和 S. Schiller, 《自然·物理》20, 383 (2024). 24. P. Strasser *et al.*, 《欧洲物理学杂志会议网络版》198, 00003 (2019). 25. C. Pizzolotto *et al.*, 《欧洲物理学杂志A》56, 185 (2020); P. Amaro *et al.*, 《SciPost物理学》13, 020 (2022). 26. S. Alighanbari *et al.*, 《自然》( ); S. Patra, 《科学》( ). 27. L. Nowak *et al.*, 《物理学快报 B 》 854, 139012 (2024). 28. M. Ahmadi *et al.*, 《自然》557, 71 (2018); 《自然》541, 506 (2017). 29. B. Ohayon *et al.*, 《物理评论快报》128, 011802 (2022). 30. M. Ahmadi *et al.*, 《自然》578, 375 (2020). 31. H. Dehmelt, 《物理学短论》T Myers, 《物理评论A》( ); M.C. Zammit, 《物理评论A》( ).

83, 11 2011 *Data Tables*

for Lorentz and CPT Violation 2025 0801 0287 18

581, 152 2020 **369**, , 1238 2020

59, 423 1995 **98**, ( ); E.G. 010101 2018 *et al.* **100**, 042709 2019