

无中微子双贝塔衰变与超出标准模型的新物理*

房栋梁^{1,2,†}

(1 中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

(2 中国科学院大学核科学技术学院 北京 100049)

Neutrinoless double-beta decay and new physics beyond the Standard Model

Fang Dong-Liang^{1,2,†}

(1 Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

(2 School of Nuclear Science and Technology, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

2024-04-10 收到

† email: dlfang@impcas.ac.cn

DOI: 10.7693/wl20240503

摘要 作为自然界中最罕见的过程之一，无中微子双贝塔衰变是寻找超出标准模型的重要手段。文章将介绍这一过程的理论和实验研究面临的重大挑战。对这个过程的精确计算依赖于原子核多体方法，而目前的多体方法的精度还有待提高。不同多体方法得到的结果之间存在一定的差异，这些差异定性上可以通过相关模型的缺陷来解释，定量上还缺乏有效的研究。通过有限的实验可观测量来约束衰变的底层机制是理论上的一个重要挑战，目前的可观测量主要是出射电子的性质和原子核的性质，相关的研究还比较匮乏。

关键词 轻子数破缺，原子核内罕见过程，超出标准模型的新物理，核多体方法

Abstract As one of the rarest processes in nature, neutrinoless double-beta decay is the key in our search for new physics beyond the Standard Model, where we are facing big challenges, both theoretically and experimentally. The precise prediction for this process relies heavily on the nuclear many-body approaches which still lack necessary precision. Results from various methods differ; they can be explained qualitatively but require quantitative investigation. Another great challenge is to determine the underlying mechanisms with only limited observables—chiefly, the properties of emitted electrons and final nuclei—and research in this area is still inadequate.

Keywords lepton number violation, nuclear rare process, new physics beyond the Standard Model, nuclear many-body methods

* 中国科学院稳定支持基础研究领域青年团队计划

1 引言

20世纪30年代,基于泡利(Pauli)的中微子假说,费米(Fermi)提出了弱相互作用的四费米子相互作用理论^[1],即原子核中贝塔衰变的发生依靠一个四费米子(中子,质子,电子以及中微子)相互作用顶点。在此基础上,梅耶(Goepfert-Mayer)指出原子核内应该存在对应的二阶弱相互作用过程,即两个中子同时发生贝塔衰变,称之为双贝塔衰变^[2]。这种衰变对于大多数贝塔不稳定的原子核,会被淹没在贝塔衰变的本底之中,但是对于某些贝塔稳定或者贝塔衰变率极小的原子核,可以成为其主要的衰变模式。半个世纪之后, Elliot等人最先发现了⁸²Se的这种衰变模式^[3]。之后,人们在十余种核素中测量到了这种衰变模式。这些核素的双贝塔衰变半衰期都在 10^{18} 年以上,远远超过了我们宇宙的年龄,是自然界最为漫长的过程之一。

早在双贝塔衰变的想法提出不久, Furry就根据Majorana关于中微子可能是自身反粒子的想法,提出了双贝塔衰变可能存在一种特殊的模式,即无中微子双贝塔衰变^[4]。这种衰变模式与我们已发现的双贝塔衰变的区别在于,过程中并不会放出两个反电子中微子,因而是一个轻子数破缺的过程,如图1所示。

而在标准模型中,轻子数被认为是一个守恒量。这样的过程显然要求超出标准模型的新物理的存在。而轻子数的破缺会触发“轻子化”(leptogenesis)过程,导致宇宙中的正反物质不对称,可以解决宇宙物质起源的问题。所以,无中微子双贝塔衰变是目前粒子物理与核物理研究中最重要课题之一。近年来,随着我国锦屏地下实验室的建成,国内关于无中微子双贝塔衰变的研究也在不断地被推进。

当然,一般新物理模型会存在更多的新粒子以及新的相互作用等,这意味着更多的模型参数。而无中微子双贝塔衰变仅能约束某些特定的参数,要像构建和验证标准模型那样处理新物理模型,

仅凭双贝塔衰变实验是远远不够的,我们还需要对撞机实验来得到更多关于新物理模型的信息。

2 无中微子双贝塔衰变与超出标准模型的新物理

2.1 超出标准模型的新物理与轻子数破缺

粒子物理标准模型取得了巨大的成功。它成功地解释了强、弱以及电磁相互作用的规范相互作用本质以及弱相互作用规范对称性的破缺,并预言了轻子和夸克的质量产生机制。目前,大多数的高能物理实验都与标准模型的预言符合得很好。中微子的质量起源是唯一确切证明标准模型还不完善的证据。在标准模型中,带电费米子通过与希格斯粒子的汤川耦合获得质量,但是这种耦合过程要求费米子手性的改变,而标准模型中并不存在对应的右手中微子。另一个人还需要考虑的问题就是,为什么中微子的质量上限远小于最轻的带电轻子——电子的质量。

为了解释这些疑难,理论上通过引入所谓的跷跷板机制,利用不同相互作用能标的差别,得到了一个被低能标与高能标的比例压低的等效中微子质量项。这个质量项通常是一个Majorana项,即中微子的电荷共轭是它自身,意味着中微子的反粒子是它自身。这一项的存在会导致无中微子双贝塔衰变的发生,我们通常把由中微子的Majorana质量诱导的衰变机制称为轻中微子质量机制。在这种机制下,两个中子通过弱相互作用衰变到两个质子,放出两个电子的同时,衰变中的中微

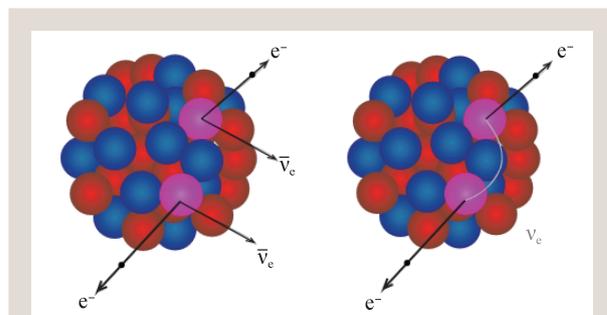


图1 双贝塔衰变示意图。两中微子双贝塔衰变模式(左)和无中微子双贝塔衰变模式(右)

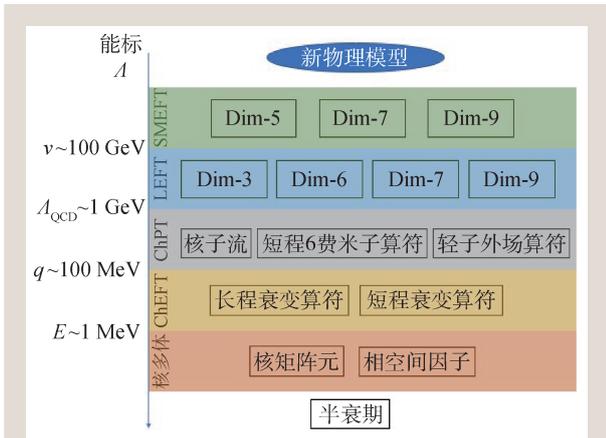


图2 有效场论方法(EFT)计算双贝塔衰变半衰期的流程图^[7]。图中左边的能标分别是： A -未知的新物理能标， ν -电弱破缺能标， Λ_{QCD} -QCD能标， q -核内核子动量，以及 E -原子核激发能。右边代表的是在各能标下粒子物理、核物理常用的处理方法以及相应的物理量

子可以通过一个虚过程中的中微子传播子连接。由于两个弱衰变顶点上的中微子都是左手费米子，两个左手中微子的传播子正比于其质量，远小于其动量，导致这种机制下的跃迁振幅被“螺旋度压低”。这个过程衰变宽度可以写成如下形式^[5]：

$$\Gamma_{\text{ov}} = |m_{\text{pp}}|^2 |G_{\text{ov}}| |M^{\text{ov}}|^2 .$$

这个公式分为三部分：第一部分称为有效中微子质量，它不仅反映了中微子弱作用本征态和质量本征态之间的混合，还包含了中微子绝对质量的信息；第二部分是相空间因子，是衰变电子的动量空间积分；第三部分称为核矩阵元，能够反映原子核内双贝塔衰变的跃迁概率。这其中，第二部分可以通过对数值方法(如狄拉克-哈特里-福克方法)得到的电子波函数积分得到。相对于第二部分而言，第三部分是目前计算中最为困难的部分，涉及到复杂的原子核多体问题，我们将在后文中具体介绍。而第一部分则需要通过无中微子双贝塔衰变来确定，是了解中微子质量起源的重要途径。它也是对目前的中微子振荡实验的重要补充，因为后者只给出了三代中微子的质量平方差，而没有给出中微子的绝对质量。同时，中微子还存在质量等级的问题，即三代中微子的质量排序是否与三代带电轻子一致，这个问题可以通过未来的中微子振荡实验，如JUNO实验得

到解决。通过将上述结果相结合，可以帮助我们确定有效中微子质量，进而通过Vissani图^[6]，约束中微子的绝对质量标度。

通过轻中微子的传播子传递的无中微子双贝塔衰变机制并不是无中微子双贝塔衰变的唯一可能机制。事实上，任何可能导致轻子数破缺的相互作用哈密顿量都可能诱导这种衰变。最简单的一种情形就是在第一类跷跷板模型中会存在更重的右手中微子，这些中微子会与轻中微子混合，从而贡献到衰变当中，这是无中微子双贝塔衰变的重中微子质量机制。而在更复杂的左右对称标准模型中，与左手的规范玻色子相对应，会存在右手的规范玻色子，从而导致右手弱流的存在。这些右手弱流的存在可以使得中微子传播子不再被螺旋度压低(中微子在传播过程中从左手变为右手，反之亦然)，这样的过程可能在无中微子双贝塔衰变中占据主导。此外，诸如物质宇称破坏的超对称模型、额外维度模型都可能会对衰变有贡献。

近年来，对于双贝塔衰变机制的研究受益于标准模型有效场论(SMEFT)的发展，取得了长足的进步。SMEFT以标准模型粒子作为标准自由度，从标准模型的基本对称性出发构建高量纲算符，用来处理各种新物理现象，其中新物理的部分都隐藏在算符的威尔逊系数之中，这些算符的贡献随着量纲的升高而被一个 $(\nu/\Lambda)^{d-4}$ 的因子压低(这里 ν 是电弱破缺能标， Λ 是新物理对称性破缺能标，而 d 是相应算符的量纲)。而对于一些远低于电弱破缺能标的物理过程，如原子核内的一些新物理过程，我们还需要进一步使用标准模型的处理方法，破缺掉电弱规范对称性，积掉重粒子如Higgs玻色子，W、Z玻色子，得到量子色动力学(QCD)能标附近的相关算符，即所谓的低能有效场论(LEFT)算符。这种有效场论的处理方法可以有效地区分不同能标的物理带来的效应，随着量纲的升高，相关算符的威尔逊系数被不同能标比值幂次压低。在此基础上，未来对新物理现象的测量就可以反映出新物理的能标。

使用SMEFT计算低能的核物理过程，需要在不同的能标做匹配(matching)，如图2所示^[7]。首先，在电弱破缺能标以上，绝大多数的新物理

模型都可以与SMEFT中相应的算符匹配。而在SMEFT当中,不考虑具体模型时,量纲5(Dim-5)的算符只有一个,对应的是中微子Majorana质量项,在经历电弱破缺后得到一个Dim-3的LEFT中微子Majorana质量算符。对于更高量纲的算符,与双贝塔衰变相关的轻子数破缺的算符出现在Dim-7。这些算符在电弱破缺之后,在QCD能标的LEFT框架下,可以形成Dim-6, Dim-7和Dim-9的算符,前两种算符可以诱导无中微子双贝塔衰变的长程机制,而后一种则可以诱导短程机制。另外Dim-9的SMEFT算符经过电弱破缺也可以变成更高量纲的LEFT算符,它们的贡献相比前面的算符会被更严重地压低,但是如果自然界选择这些算符来主导无中微子双贝塔衰变,意味着我们观测到这种衰变的可能性会非常低。

在QCD能标,LEFT的这些高量纲算符一般通过手征微扰论(ChPT)进一步匹配相应的核子算符,如核子流、四核子算符。这其中算符相关的耦合常数——低能常数(LEC)则需要通过实验或者格点QCD计算得到。考虑到低能核物理过程中的核子非相对论效应,我们一般进一步利用重子微扰理论,得到非相对论约化的算符。同时,在手征微扰论的框架下,通过核子动量的幂次展开对相关的算符进行数幂。

以这些算符为基本单元,我们可以构建相应过程并计算其衰变宽度,如图3所示。各种不同的费曼图可以系统地按阶数展开。在图3中结合SMEFT和LEFT的简单数幂,左图的阶数最低,中间次之,右图最高。通过散射矩阵(S-矩阵)方法,我们可以得到相应的衰变宽度以及半衰期的公式。目前,在有效场论方法下,严格基于S-矩阵的计算还不完备,只有一些有限的尝试。所以,我们还没有建立完备的基于有效场论方法的相关算符到双贝塔衰变算符的对应。这是未来双贝塔衰变理论研究的一个重点。

2.2 通过可观测量约束底层机制

如上所述,无中微子双贝塔衰变的发现可以证明轻子数并不守恒,但是我们还需要了解是什

么样的新物理或者新粒子导致了这种破缺。为了确定无中微子双贝塔衰变的底层机制,我们一般要测量衰变的一些可观测量。无中微子双贝塔衰变的产物除了衰变子核以外,主要就是两个电子。此外,如果衰变的末态是原子核的激发态,会有退激伽马光子放出。综合起来,我们可以得到的可测量是衰变到基态以及激发态的半衰期,后者可以通过测量退激光子与电子的符合测量得到。此外就是放出电子的相关性质,对于无中微子双贝塔衰变,在忽略原子核反冲的情况下,两个电子的能量和应该与衰变能相等,但是实验上可以进行更精细的测量,如两个电子的夹角、能量分布等。

通过计算不同机制下的上述可观测量,来比较它们的特点,我们可以确定双贝塔衰变主导机制。这其中,最简单的就是通过比较不同原子核的衰变寿命。这是由于不同原子核的结构不同,对于不同机制对应算符的敏感性会有差异,但是这种比较依赖于对原子核半衰期的精确计算。其次,由于不同机制下,电子的角分布和能谱等可观测量对电子波函数泛函的依赖不同,可以区分不同机制。如在左右对称模型中,某些机制下,两个电子能量相等的概率会被严重压低。除了上述可观测量,另一个比较重要的可观测量就是到激发态,特别是第一个 2^+ 激发态的衰变,通过对电子对和退激光子的符合测量来得到相应的信号,但是这种测量的本底非常高,信号获取会比较困难。但是由于 2^+ 激发态与基态有不同的自旋,导致不同的角动量选择定则,可以用来筛选特定的机制。

上述可观测量,有些可以在同一个实验中进行,如测量电子和退激光子。而比较不同原子核

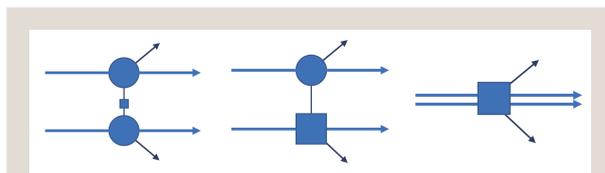


图3 利用不同算符构造无中微子双贝塔衰变过程示意图^[7]。图中实心圆代表弱相互作用顶点,实心方块代表新物理相互作用顶点,粗实线代表核子线,细实线代表轻子线

的寿命则需要综合多个实验的结果。总体而言，目前理论方面关于确定无中微子双贝塔衰变的研究还处于起步阶段。

3 核矩阵元的理论计算

核矩阵元的计算依赖于我们对原子核结构的理解。原子核是由几十到上百个核子组成的多体强关联系统，这些核子通过强核力束缚在一起。所以，原子核系统的性质与核力的性质密切相关，同时原子核系统内的多体关联会影响核力在原子核中发挥的作用。

从量子色动力学出发研究原子核的性质，一直是物理学家的梦想。然而，一个横亘在人们面前的难题是强相互作用的非微扰特性，它使得我们无法得到像库仑势这样简洁的粒子间相互作用。从20世纪中叶开始，人们尝试通过拟合核子—核子散射相移来构造核子之间的相互作用势或称为现实核力，进而从这些核力出发，计算无限核物质以及有限原子核的相关性质。对于原子核的计算，由于有限模型空间的限制以及核力强排斥芯的存在，核力的高动量部分需要通过一定的变换才能应用到核多体的计算中，这个过程又被称为“软化”。最早的软化方法是使用G-矩阵理论，之后又发展出 V_{lowK} 、相似性变换等方法。但是，这些方法得到的核力在应用到核多体计算中之后，都没有办法正确地重现原子核的一些重要性质，如结合能或者电荷半径。

也正是由于这些失败的尝试，人们开始发展基于唯象核力的核多体计算。与现实核力不同，唯象核力通过拟合有限原子核的粗块性质得到。常用的唯象核力包括Skyrme相互作用、Gogny相互作用以及基于介子交换或零程点耦合的相对论平均场方法。这些方法在研究原子核的粗块性质以及谱学性质方面取得了巨大的成功，但是也存在一些问题，比如参数过多，导致难以找到一套全局参数可以同时描述好不同核区原子核的各类性质，而且由于这些参数都是通过拟合已有的原子核实验数据得到的，其外推到未知核区的精确性很难得到保证。对于唯象核力，除了这些自洽

计算，还存在其他的所谓非自洽计算，比如大规模壳模型计算，其核力矩阵元通过拟合特定原子核的谱学性质得到，而且局限于具体的核区，难以推广到全局计算。

正是因为唯象核力的这些缺陷，新世纪以来，前述通过现实核力描述原子核结构的努力重新得到了重视并取得了较大的进步，主要体现在两方面：首先，可重正手征有效理论的引入使得我们能够很好地控制核力的精度；另一方面，相似性重正化群方法的发展为我们提供了核力软化更好的选项。为了区别基于唯象核力的多体计算方法，一般把基于现实核力的计算称之为“从头算”(ab initio)方法。使用ab initio方法，考虑三体力的贡献后，现有的计算可以很好地重现轻核的各种性质，而对于中质量核，目前还存在一些差异。这些计算有助于我们解释之前基于唯象核力得到的结果，探索核力在核介质中的演化。

上述多体方法很多都应用到了双贝塔衰变的计算当中。其中基于唯象核力的方法自从20世纪70、80年代就被广泛采用，结果之间的差异也正逐步缩小。而近10年来，ab initio方法也被应用到了这些计算当中。目前，这些方法与之前基于唯象核力的方法之间还存在一定的差异，限于本文的篇幅，我们重点讨论基于唯象核力方法得到的相关结果。

如前所述，大量的多体方法都被应用于无中微子双贝塔衰变的计算，根据出发点的不同，可以将这些方法进行各种分类。比如，根据是否在平均场和超越平均场层次使用类似的相互作用，将各种方法分成自洽计算方法和非自洽计算方法这两类；根据是否明确计算中间态，可以将各种方法分为封闭方法和非封闭方法等等。在这些方法中，应用比较广泛的主要是以下几种方法：大规模壳模型方法(ISM)^[8]，准粒子无规相近似方法(QRPA)^[9]，基于密度泛函的生成坐标方法(GCM)^[10]，相互作用玻色子模型方法(IBM)^[11]，投影的哈特里—福克—博戈留波夫方法(pHFB)^[12]等。

其中，ISM方法主要的误差来源于模型空间的截断以及相互作用哈密顿量的选取。其中不同

哈密顿量的差异主要来源于出发点不同,重点拟合谱学性质的差别,其误差难以定量分析。而模型空间的截断导致的误差可以通过其他方法如QRPA的校准,给出半定量的分析。同时,由于ISM对算力的要求较高,只能用于处理离幻数线不太远的原子核,即对原子核价核子的数目有比较严格的限制,目前对处理某些双贝塔原子核还是力不从心。

相比于ISM方法,QRPA方法在算力方面的要求要小得多,可以应用于整个核素图上的原子核,这是由于它只考虑了原子核中的单声子激发。其非电荷守恒版本,即所谓的质子中子QRPA(pn-QRPA)方法可以用来描述双贝塔衰变的奇奇核中间态,这使得我们可以超越封闭近似,计算通过中间态传递的双贝塔衰变过程,理解不同中间态对跃迁的影响。利用这种优势,通过对比实验已经测量的两中微子双贝塔衰变半衰期和电子能谱,我们能够对pn-QRPA计算进行很好的验证。这种方法的主要参数是所谓的反映粒子-粒子相互作用的同位旋标量和同位旋矢量对关联。一般通过调节这些相互作用的强度来复现两中微子双贝塔衰变的核矩阵元。

其他方法一般通过考虑平均场中特定的多体关联来得到衰变母核与子核的波函数,然后计算最终的跃迁强度及核矩阵元。由于两中微子双贝塔衰变核矩阵元项对中间态能量非常敏感,而这些方法不涉及中间态的计算,所以这些模型无法给出有效的两中微子双贝塔衰变核矩阵元,模型的参数也一般通过拟合原子核的一些粗块或者谱学性质得到。

上述各种方法都有着各自的优缺点,目前还没有一种方法是计算核矩阵元的完美方法。所以,目前各种方法得到的核矩阵元之间还存在一定的差异,而且各种方法的计算集中在标准中微子质量机制的核矩阵元。目前,这些计算结果之间的差异可以达到2—3倍,但是定性上都可以得到解

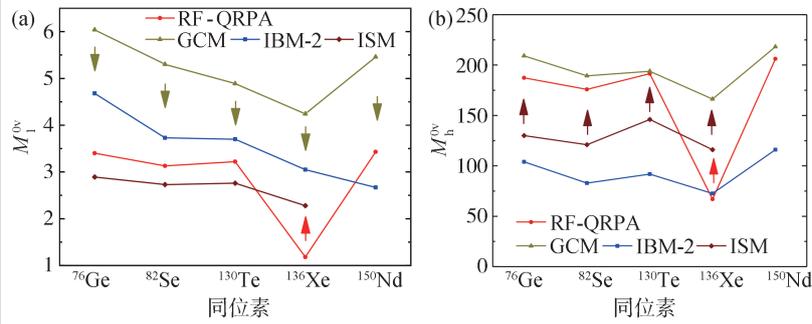


图4 不同多体方法^[8-11]计算得到的轻中微子质量机制(a)、重中微子质量机制(b)矩阵元。箭头代表考虑这些方法的缺陷后矩阵元的改变趋势

释。如对于轻中微子机制,研究发现,其结果对同位旋标量相互作用较为敏感,所以如果在平均场模型中缺乏对应的组分,可能导致结果偏高。

图4列出了一些常见的方法在轻、重质量机制下的核矩阵元的比较图^[8-11]。可以看到,对于轻中微子质量机制,考虑了形变效应的QRPA(RF-QRPA)计算已经与ISM的计算结果比较接近(图4(a))。而某些平均场模型(如相对论GCM方法)预言的结果则可能因为缺乏同位旋标量粒子-粒子对关联导致结果偏大。研究表明,如果能够正确地引入相关的多体关联,GCM的结果可能会进一步减小。我们通过对QRPA与ISM的计算发现,尽管ISM的模型空间存在严重的截断,但是这种截断导致的误差由于原子核内粒子-粒子相互作用和粒子-空穴相互作用的竞争而被大致抵消;另一方面,QRPA的组态空间截断对结果的影响并不显著,这些最终导致两种模型预言的结果相似。

在重中微子质量机制方面(图4(b)),由于其跃迁算符的短程特性对于同位旋标量对关联不敏感,所以我们发现QRPA方法和缺乏同位旋对关联的GCM方法在重中微子质量机制下符合得很好,而ISM方法的严重模型空间截断对结果的影响比较大,导致其得到的矩阵元普遍偏低。这个结论对IBM方法也适用,其采用的模型空间要比QRPA小很多。

同时我们还注意到,对于质量机制,QRPA模型会导致 ^{136}Xe 的矩阵元相对其他方法严重压低,这与QRPA方法由于粒子数破缺导致对幻数

核的描述存在缺陷有关。

对这些结果的比较表明,在多体方法的计算中,通过模型的定标,我们可以进一步压低相关计算的误差。而不同模型对不同机制预言的误差会由于模型的内部结构而变化,但是定量甚至定性的分析可以帮助我们评估这些误差。这方面的工作目前还比较匮乏,需要不同研究组之间的合作。

对比相对丰富的标准质量机制计算,其他可能机制方面的计算还相对匮乏,这会限制我们未来通过实验探索无中微子双贝塔衰变的底层机制。相比于电子能谱这类需要无中微子双贝塔衰变得到确认后才能够测量的物理量,目前实验可以给出到激发态的衰变寿命的下限,可以与到基态的衰变一起约束相应的新物理模型。之前的计算中,使用pHFB方法^[13]得到的结果表明,到 2^+ 激发态的衰变矩阵元远小于到基态衰变的矩阵元,这使得对这个衰变道的探测几乎没有可能。但是最近的QRPA结果^[14]显示,这些矩阵元可能比之前预估的要大一个数量级,这就使得在某些特定机制,如左右弱规范玻色子存在大的混合角情形下,末态为 2^+ 的衰变只比到基态的衰变小一个数量级,则

实验上的测量变为可能。未来的实验可以通过比较这些衰变道来约束相应的新物理模型。当然这些结论还需要更多的模型计算来佐证。

4 总结

无中微子双贝塔衰变是我们寻找超出标准模型以外新物理的重要手段。它的发现能够证明轻子数是破缺的。同时,对它的半衰期以及其他可观测量的测量有助于我们探索其背后的潜藏机制。

从头算方法的蓬勃发展可以帮助我们理解原子核内核力的起源,手征核力的微扰展开能够为我们提供良好的误差估计。同时计算机的大规模发展带来的算力提高能够帮助我们提高核多体方法的精度。期待这些进展可以提高我们对双贝塔衰变以及其他原子核内的新物理过程的预言能力。这些新物理过程的测量与对撞机实验结合,有助于我们寻找超出标准模型的新物理,解决目前高能物理面临的问题。

致谢 感谢中国科学院近代物理研究所朱景宇博士的有益讨论。

参考文献

- [1] Fermi E. *Z. Phys.*, 1934, 88:161
 [2] Goepfert-Mayer M. *Phys. Rev.*, 1935, 48:512
 [3] Elliot S R, Hahn A A, Moe K K. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, 56:2582
 [4] Furry W H. *Phys. Rev.*, 1939, 56:1184
 [5] Doi M, Kotani T, Takasugi E. *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, 1985, 83:1
 [6] Feruglio F, Strumia A, Vissani F. *Nucl. Phys. B*, 2002, 637:345
 [7] Cirigliano V, Dekens W, De Vries J *et al.* *JHEP*, 2018, 12:097
 [8] Menendez J. *J. Phys. G*, 2018, 45:014003
 [9] Fang D L, Faessler A, Simkovic F. *Phys. Rev. C*, 2018, 97:045503
 [10] Song L S, Yao J M, Ring P *et al.* *Phys. Rev. C*, 2017, 95:024503
 [11] Barea J, Kotila J, Iachello F. *Phys. Rev. C*, 2015, 91:034304
 [12] Rath P K, Chandra R, Chaturvedi K *et al.* *Front. in Phys.*, 2019, 7:64
 [13] Tomoda T. *Nucl. Phys. A*, 1988, 484:635
 [14] Fang D L, Faessler A. *Phys. Rev. C*, 2023, 107:015501

读者和编者

《物理》有奖征集封面素材

为充分体现物理科学的独特之美,本刊编辑部欢迎广大读者和作者踊跃投稿与物理学相关的封面素材。要求图片清晰,色泽饱满,富有较强的视觉冲击力和很好的物理科学内涵。

一经选用,均有稿酬并赠阅该年度《物理》杂志。

请将封面素材以附件形式发至: physics@iphy.ac.cn; 联系电话: 010-82649029。

《物理》编辑部