

超级Z-工厂

摘要

超级Z-工厂是设计在Z-玻色子质量的能量上、在技术上尽可能高的亮度下运行的正、负电子对撞机和配套的探测器构成的高能物理大型、综合实验设备（平台）。虽然它的造价昂贵（加速器、对撞机和探测器合计可能需要几百亿人民币），但考虑到它的科学意义，考虑到技术上在我国建造它的可行性，通过建造和运行它对我国的民生和国防建设的推动作用，建成和运行后在提高我国高能物理方面的国际影响，再考虑到我国经济的承受能力等诸因素，我们认为在决策我国高能物理的未来发展时应该认真考虑在我国建造超级Z-工厂的可能。另一方面，由于它的重大科学意义和科学上的不可替代性，我们相信即使我国决定不建造它，将来世界上也会有其它地方决定建造它。由于在Z-玻色子质量的相对‘低’的能量下，原理和技术上环形对撞机比直线型对撞机有优势，环形对撞机的亮度能够大大超过直线型对撞机的；另一方面我国运行多年的高能物理实验平台BEPC+BES是环形的，发挥在BEPC+BES上积累的经验的人才、技术上的‘储备’的效益，我国建造和运行环形的超级Z-工厂比较有基础。在本章节我们设想的超级Z-工厂是亮度尽可能地‘高’的Z-工厂，将它上可进行独特的高能物理实验和物理目标归结为i). 标准模型精确检验和Z-玻色子物理，ii). 超出标准模型新物理，iii). 粳(τ)轻子物理，iv). 量子色动力学(QCD)，v). 味物理，vi). 强子物理，vii). 双光子物理，viii). 固定靶物理等方面。为了适应上述物理目标的实验的要求，我们指出在设计与超级Z-工厂配套的探测器时，需要考虑的一些特殊要求。最后，我们讨论了进一步挖掘和利用超级Z-工厂的价值，和以后可能的升级问题。

关键词： 超级 Z-玻色子工厂； 高能物理精确前沿； τ (粳)-轻子物理； 重、双重强子物理

粒子加速器和对撞机能够为人类提供可控制的高能量和高流强的带电粒子束流，进行打固定靶或粒子对撞实验，其优势在于对带电粒子束流的种类、能量和强度能够为人们‘控制’。历史上在人类认识微观世界的物质及其转化规律的研究中粒子加速器和对撞机起到了主体作用。粒子加速器和对撞机能够根据人们的需要选择被加速度粒子，‘指导’它们发生撞击，从而引起物质转化，再在配备好的性能良好的探测器中对撞击后产生的粒子做尽可能完全的观测，使人们能够对撞击全过程和对撞击产生出的粒子的性质（质量、寿命、衰变模式等）进行测量，从而了解微观粒子间的互相作用和相互转换规律。因此至今加速器、对撞机以及配套的性能良好的探测器仍然是人类研究微观世界规律的有力设备（平台），在高能物理实验研究中一直占据着不可替代的位置。本章主题是阐述所谓的‘超级Z-工厂(HZF)’，即运行在Z-玻色子质量的能量上、在技术上尽可能高的亮度下运行的正负电子对撞机和配套的探测器构成的高能物理大型、综合实验设备的科学价值和在我国建造它的可行性等方面。

在粒子物理实验研究微观世界总体目标下，世界历史上有过的、当前正在运行的和计划建造中的高能加速器和对撞机大体上可分为所谓的以探讨高能前沿为研究目标的和以进行精确测量及寻找稀有过程的精密研究为目标的两类。前者是在可能的对撞亮度下，把建造的对撞机的能量提高到技术可行、建造费用可承受的最高状态，目标在于直接观察和研究新的高能量标下的过程，向尽可能小的微观时-空尺度（微观世界）推进，探索微观物质世界中小尺度下未知的物质和它们的转化的规律；后者是在有选择的能量下，通过提高加速器和对撞机的亮度，提高探测器测量的精确能力，提高其测量的统计量（减少统计误差），又提高测量精度（减少系统误差），使实验观测更加精确化、提高探测稀有过程的能力，从而能够观测到物理过程的‘量子涨落’效应和守恒定律微小破坏相应等，间接地揭示高能量状态下的可能的过程，也达到揭示出一些更小时-空尺度（微观世界）下的物质及其转化的规律的目的。‘中国学科发展战略-粒子物理’分配给本章讨论的超级Z-工厂(HZF)属于‘精确前沿’的加速器和对撞机的大型设备。

严格地说超级Z-工厂是设计在技术上尽可能高的亮度下在Z-玻色子质量的能量上运行的正、负电子

对撞机和配套的探测器构成的高能物理大型、综合实验设备(平台)。正、负电子对撞机实验设备(平台)相对于有强子参与的对撞设备(平台)有突出的好处:一是发生对撞的过程的背景相对‘干净’,而另一更加重要的优越性是所发生对撞的‘硬’过程的入射粒子(即正、负电子)的能动量是人为可控制而且确定的,即‘硬’过程的质心系与实验室系的相对运动确定;而有强子作为初态入射粒子参加的对撞过程,‘硬’过程是发生在强子内的‘部分子’之间,参与‘硬’过程的部分子的能动量不能人为控制,而且多数情况下不能明确地测量出来,则所发生的‘硬’过程的质心参考系相对实验室参考系在入射粒子运动方向上的相对运动速度分量无法确切知道,使得强子对撞过程中只剩下产物的横向(垂直入射粒子动量方向)动量有明确意义。

除上述正、负电子对撞机实验设备(平台)对于有强子参与的对撞设备(平台)优势外,Z-工厂选择正、负电子对撞能量在Z-玻色子质量的能量上运行的好处利用在这一能量直接产生Z-玻色子,有强烈的‘共振’物理效应;人们可相对‘廉价’地获得大量Z-玻色子和它的衰变产物。Z-玻色子是弱玻色子,能够直接衰变到粒子物理标准模型中除‘顶’夸克之外的所有费米子,因此Z-工厂也是轻子和‘顶’夸克之外所有夸克的‘工厂’。

上世纪八、九十年代在瑞士日内瓦的欧洲核子中心(CERN)和美国的斯坦福中心(SLAC)建造过‘老一代’Z-工厂,并做出了众多重要的物理成果,指导着今天粒子物理理论的发展。而在‘老一代’Z工厂停止工作之后至今,加速器、对撞机和探测器技术有显著提高,其中对撞亮度可有几个数量级的提高,实验测量精度也能大幅度地提高。本章的超级Z-工厂是利用最先进的加速器、对撞机和探测器技术的‘新一代’的Z-工厂。

§1 引言

2012年标准模型的Higgs粒子发现了,尽管当前尚有待进一步‘肯定’它确实是标准模型的Higgs粒子的‘任务’,Higgs的发现仍然标志了粒子物理标准模型‘粒子谱’的实验发现基本完成。在粒子物理实验回答所发现的类-Higgs粒子是否确实是标准模型所‘需要’的Higgs粒子的同时,寻找超出标准模型的‘新’物理线索的任务突出了出来。即使所发现的Higgs基本上是标准模型的Higgs粒子,‘粒子谱’已经完成,宇宙学观测到的‘暗物质’明显超出了标准模型的‘粒子谱’,‘暗能量’的本质显然不在标准模型内,表明了超出标准模型的新物理一定存在。利用‘高能前沿’的加速器和对撞机实验回答这些问题是一方面,而利用‘精确前沿’的加速器和对撞机实验回答这些问题也是不可缺的方面,两者是互相补充的。

此外,在标准模型内的QCD理论、味物理、强子物理尚有许多问题有待解决,在研究这些问题上比其它地方,包括‘高能前沿’的实验平台上进行研究,超级Z-工厂有明显的优势。另外,还能利用超级Z-工厂的加速器产生的高能电子(正电子)做许多‘固定靶’实验,为同步辐射设备提供束流等。

§1.1 粒子物理实验平台建设的发展态势

国际上利用加速器和对撞机的高能物理实验平台建设一直是围绕高能物理的中心问题,适应高能物理的需要健康发展的。正在运行和明确在建的高能物理实验平台的基本情况概括如下:

国际上‘高能前沿’实验平台在美国的质子-反质子对撞机TEVATRON已经停止运行,现在只剩下了日内瓦受人瞩目的高能物理实验平台——‘大强子对撞机(LHC)’,并于2015年春天,其能量将提升到13TeV开始它的第二阶段的运行,预计相关高能物理实验实验成果要在半年之后才能陆续发表出来。LHC的质子对撞能量达到13TeV是人类利用对撞机达到的新‘高能前沿’。现在人们正在期待在它上有所新发现。

严格意义的正、负电子对撞能够称成‘粒子工厂’,它需要有共振效应,从而能够获得相对‘廉价’更多的粒子。那么受到发生共振的量子数限制,物理上仅能在四处对撞质心能量发生共振:其质心能量分别

在1.0GeV(ϕ 或K工厂), 3.0 4.6GeV(粵-粵工厂), 9.0 12.0GeV(B工厂)和 $m_Z \simeq 90.0$ 92.0GeV(Z工厂)。现在世界上‘精确前沿’的高能物理实验平台大部分已经停止运行,只剩下我国的BEPC+BES(粵-粵工厂:运行的对撞质心能量在2-5GeV区间的正负电子对撞机)正在运行。而日本的B-工厂(KEKB)虽然已经停运,但是在其上所采集的数据还在分析中,目前不断有新的物理分析结果发表出来。日本正在升级他们的B-工厂为超级B-工厂(称为SuperKEKB,亮度高达 $8^{35} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)预期2018年开始取数。

我们在此介绍可能的高能物理实验‘精确前沿’平台——超级Z-工厂时,需要对‘Z-玻色子工厂(简称为Z-工厂)’的历史做一回顾。

世界上早期建造的‘Z-工厂’有瑞士日内瓦的LEP和美国斯坦福中心的SLC。其中的LEP是环形的正、负电子对撞机,它分了两个‘阶段’,即LEP-I和LEP-II,对应着不同的物理目标。LEP-I是严格意义的Z-工厂,其运行能量在Z-玻色子质量上(91GeV附近);而LEP-II是在能量160GeV以上(最高时曾达到218GeV)运行。SLC是直线型的、能量在Z-玻色子质量附近运行的正、负电子对撞机,而且还能够做到对撞的正、负电子处于极化状态的运行模式。LEP-I所达到的亮度为 $2.4^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$,而SLC所达到的亮度为 $0.6^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 。

LEP-I和SLC上的高能物理实验为粒子物理的发展,粒子物理的标准模型的确立的历史作用不可磨灭,至今粒子数据库中的许多实验数据是LEP-I和SLC所测定的。由于加速器和对撞机技术的进步,当今在Z-玻色子质量的能量下运行,环形的正、负电子对撞机的亮度可提高到LEP-I的亮度的千倍以上。在亮度如此大幅度地提高亮度的状态下,再将最新发展的技术用于配套的探测器上,建造新一代Z-工厂平台,称为‘超级Z-工厂(HZF)’,在粒子物理发展的当前大背景下,将会产生怎样的科学价值是需要认真研究的问题。回答这一问题是极其有意义的研究工作。虽然国际上曾有过超级Z-工厂,讨论收集到 10^9 Z-玻色子时的所谓的Giga-Z的研究[1, 2],而现在面临的‘问题’是收集到比 10^{12} 还要多的Z-玻色子情况下,超级Z-工厂能够做出哪些有意义的问题。

国际上另有采用SLC的技术路线,建造被称为‘国际直线对撞机(ILC)’的直线型的高能正、负电子对撞机的高能物理平台方案,并已酝酿了多年,而且意向在日本建造。这一方案是直线型,避免了环形的电磁辐射损失,原则上能量可不断提高下去。由于有‘高能’优势,其研究的物理的重点在于在更加高的能量下的正负电子对撞。例如对撞质心系能量从350GeV直到1.0TeV以上。ILC也可在质心能量为Z-玻色子质量处运行,开展Z-工厂物理的研究。由于直线型对撞机的粒子束只能对撞一次,无法像环形对撞机那样,让束流反复对撞,其能量在Z-玻色子质量处的亮度无法达到环形对撞机的亮度¹。本章节考虑的超级Z-工厂HZF是环形的Z-工厂,在Z-玻色子质量的能量处的对撞亮度至少可比ILC高出几十倍,因此若本章节考虑的HZF先于ILC建成,那么ILC建成后,再在质心能量为Z-玻色子质量处运行的意义大为下降,会直接把重点放在更高能量;如果后于ILC建成,所考虑的HZF可积累的事例将成数量级的增加,因此HZF仍然有很多有意义的物理,有待研究,不特别担心ILC‘拔了头筹’。

此外,国内有CEPC+SPPC的我国未来高能物理平台设想的方案。其中的CEPC部分与本章节所考虑的超级Z-工厂(HZF)有许多共同的地方。即CEPC包括了质心系能量在Z-玻色子质量上运行的计划,但是与HFZ不同,CEPC重点放在质心系能量为240GeV附近的运行。在该质心系能量下,CEPC中可产生足够多的Z玻色子和Higgs粒子事例,从而能够充分研究Higgs粒子与Z玻色子耦合和Higgs粒子的其它性质。另外,由于CEPC+SPPC要求尽快地转入SPPC(超级质子质子对撞机)的建造阶段,因此在设计时,没有设置要求CEPC在质心能量为Z-玻色子质量上的亮度‘最高’的要求,未来建成后,也只安排对撞机的质心系能量在Z-玻色子质量上运行大约一年时间。CEPC和HZF的差别造成的结果是CEPC在Z-玻色子质量的能量上积累事例的统计量可以比HZF的少数量级。因此,本章节为HZF所定下的在Z-玻色子处的物理目标CEPC将不能完全达到。尽管本章节会考虑将HZF的运行的能量提高,例如到190GeV和240GeV,

¹当初Giga-Z的研究背景是建立在直线型对撞机的基础上,所以它只考虑收集到 10^9 Z-玻色子的情形。

但由于可参考CEPC的章节，不作为本章节的讨论重点。为此，本章节只是建议在设计和建造HZF时，为提高运行能量留下‘余地’，至于将来如何提高和何时提高对撞机的运行能量，待到时根据世界高能物理实验发展情况与时俱进地做出决定。

§1.2 超级Z-工厂（HZF）是我国粒子物理发展应该认真考虑选项

我国的高能物理实验基地BEPC+BES，实际上是粳-粳粒子工厂的高能实验平台。它经过了数次升级，已经工作了15多年了，虽然BEPC+BES还能工作3-5年，考虑到高能物理实验平台的建设的长期性，当前认真规划我国高能物理实验基地的未来发展已经很急迫了。

在规划我国高能物理实验基地的未来建设中，有多方面的理由超级Z-工厂HZF应该我国高能物理未来发展需要认真考虑的选项。其理由1.超级Z-工厂有重要而且丰富的物理目标，其科学意义决定了粒子物理下一阶段发展需要它。世界至少需要建造一个这样平台；理由2.如果是建造圆形对撞机，我国在建造、升级以及运行BEPC+BES中培养了人才和储备了技术，可以‘以我为主’（能够争取到‘外援’更好）地完成超级Z-工厂的建造和运行。无重大难于克服的困难；理由3.我国高能物理基地从现有的BEPC+BES到建造成超级Z-工厂，对我国现有和可见未来的人才队伍和技术力量都有挑战，通过‘任务’的完成，对我国高能物理事业是一次坚实的飞跃，将大大提高我国高能物理在世界上的地位。理由4.虽然超级Z-工厂造价高昂，即总造价可能需要上百亿，甚至几百亿人民币，但是其建设周期长，费用将分摊多年，若再能争取到国际合作，由其它国家分担部分费用，因此或许我国可能担负得起HZF的建设；理由5.通过建造超级Z-工厂实验平台，其中高科技有促进和拉动我国国民经济和国防建设重大作用。

总之，由于超级Z-工厂HZF的物理目标体现出的科学价值；在我国建造HZF的现实可行性；HZF建成后的国际影响，对国民经济和国防建设的推动作用等，决定了建造HZF可作为我国高能物理实验平台建设的重要选项。我们本章节分成‘物理目标’，‘对撞机’，‘探测器’，‘可能的发展’等具体、较详细地阐述为何把建造HZF定作为我国高能物理未来发展的选项。

§2 物理目标

§2.1 标准模型精确检验和Z-玻色子物理

Z玻色子是标准模型的重要预言之一。Z玻色子及其相应弱中性流的发现，在确立标准模型的过程中起到了至关重要的作用。对Z玻色子各种物理性质的已有测量与理论计算，多数已经超过百分之一甚至达到千分之一的精度。这些精确结果，与W粒子性质、中微子散射、原子中宇称不守恒与味物理相关实验和理论计算相结合，在一圈层次上检验了作为量子规范场论的标准模型描述自然的正确性，并由此精确确定了一系列重要物理学常数。未来超级Z工厂是沿着这个方向发展的重要一步，它将以更高的精度测量各种末态费米子前后不对称性、左右极化不对称性、Z玻色子的质量、Z衰变总宽度和各种分宽度、轻中微子代数等重要物理量，由此进一步检验标准模型的正确性，更精确地确定相关物理学常数，特别是表征弱、电相互作用相对强度的弱电混合角。另一方面，如果实验结果与标准模型的预言有所差别，这将揭示超出标准模型外新物理的存在。分析这些物理量可能的差别以及相互关系，将提供确定新物理背后具体物理模型的重要途径。超级Z工厂所需要的超高精度，在对实验提出诸多要求的同时，对理论也同样提出了重要挑战。特别是对弱电高圈修正的计算，提出了新的要求。本节分段讨论了各种物理量。鉴于弱电混合角的重要物理地位，我们特别讨论了精确确定该物理量的相关方法。同时我们也将讨论高效计算散射振幅方法的重要进展以及今后一段时间里面的任务。

§2.1.1 前后不对称性和左右不对称性

超级Z工厂可以精确测量末态产生粒子的前后不对称性, 如果超级Z工厂可以提供极化的束流, 还可以精确测量左右不对称性。从实验的角度出发, 为方便起见我们可以定义和末态相关的有效弱混合角[3], $\sin^2 \theta_{eff}^f \equiv k_f \sin^2 \theta_W$, 其中 k_f 包含对Z玻色子树图阶耦合的部分弱电圈图修正, θ_W 即温伯格混合角。具体而言, Z玻色子和费米子之间的包括圈图修正在内的有效耦合可以写为[4]:

$$\bar{g}_V^f = \sqrt{\rho_f}(t_{3L}^{(f)} - 2Q_f k_f \sin^2 \theta_W), \quad \bar{g}_A^f = \sqrt{\rho_f} t_{3L}^{(f)}. \quad (1)$$

由此可知, 做为弱电精确可观测量, 轻子有效弱混合角(包含 $Z\ell\bar{\ell}$ 顶点的圈图修正)为

$$\sin^2 \theta_{eff}^{lept} = \frac{1}{4} \left(1 + \text{Re} \frac{\bar{g}_V^l}{\bar{g}_A^l} \right). \quad (2)$$

对于Z衰变产生的费米子对(包括所有带电轻子和五种较轻的夸克)产生的前后不对称性, 我们有

$$A_{FB}^{0,f} \equiv \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} = \frac{3}{4} A_e A_f, \quad (3)$$

其中

$$A_f \equiv 2 \frac{\bar{g}_V^f / \bar{g}_A^f}{1 + (\bar{g}_V^f / \bar{g}_A^f)^2} = \frac{1 - 4|Q_f| \sin^2 \theta_{eff}^f}{1 - 4 \sin^2 \theta_{eff}^f + 8(\sin^2 \theta_{eff}^f)^2}. \quad (4)$$

如果超级Z工厂上能有极化的电子束流, 左右不对称性 A_{LR} 可以通过如下关系被精确测量:

$$A_{LR}^e = \frac{1}{P_{e^-}} \frac{\sigma_L - \sigma_R}{\sigma_L + \sigma_R} \quad (5)$$

这里 P_{e^-} 代表电子纵向极化的程度大小, $\sigma_L(\sigma_R)$ 代表电子束流完全左(右)手极化时的散射截面。如果超级Z工厂的电子和正电子的束流都能够被极化, 左右不对称性还可以通过所谓的布兰德机制[5], 在不需要知道束流的极化大小的情况下, 通过如下关系式非常准确的得到:

$$A_{LR}^e = \sqrt{\frac{(\sigma_{++} + \sigma_{+-} - \sigma_{-+} - \sigma_{--})(-\sigma_{++} + \sigma_{+-} - \sigma_{-+} + \sigma_{--})}{(\sigma_{++} + \sigma_{+-} + \sigma_{-+} + \sigma_{--})(-\sigma_{++} + \sigma_{+-} + \sigma_{-+} - \sigma_{--})}} \quad (6)$$

前提是束流的左手极化和右手极化的程度是同样大小。这里 σ_{ij} 代表电子(正电子)束流的极化为 $i(j)$ 时的散射截面。

由于前后不对称性和左右不对称性的测量都是散射截面之比, 大部分实验与理论误差都互相抵消, 因此它们是超级Z工厂上重要的精确可观测量。它们对于精确检验标准模型和探索新物理起到至关重要的作用。在标准模型内精确到两圈的相关计算, 将对理论分析提出挑战。

另外, 注意到LEP上通过b夸克前后不对称性测量得到的轻子有效弱混合角与SLD上通过左右不对称性得到的结果有大约三倍标准偏差的偏离。这是标准模型精确检验中除了缪子反常磁矩外最大的不一致。在超级Z工厂上对这两种观测量都有可能极大的提高其精度, 这对于在此寻找可能的新的物理效应无疑是很有意义的。

§2.1.2 轻子有效弱混合角

轻子有效弱混合角 $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$ 能够通过不同的测量方法得到。在LEP上最精确的方法是通过测量b夸克前后不对称性 $A_{FB}^{0,b}$ 。显然 $A_{FB}^{0,b} = 3A_e A_b/4$ 不仅依赖于 $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$, 还应该和 $\sin^2 \theta_{eff}^b$ 相关。由于 $\sin^2 \theta_{eff}^f$ 很接近1/4, 由Eq.(4)可知 $Q_e = -1$ 使得 A_e 很小的同时对 $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$ 的值极度敏感, 而 $Q_b = -1/3$ 使得 A_b 对 $\sin^2 \theta_{eff}^b$ 的

数值的相对敏感度要比轻子小近百倍。因此LEP测量的b夸克前后不对称性对 $\sin^2 \theta_{eff}^b$ 不太敏感，却可以精确定出[6] $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}(A_{fb}^{0,b}) = 0.23221 \pm 0.00029$ 。超级Z工厂在Z共振峰上亮度达到 $10^{35} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 时，运行一年就能在每个对撞点上获得大约 3×10^{10} 个可见的Z玻色子衰变事例，这是LEP上产生的Z玻色子事例的数千倍。但为了提取出轻子有效弱混合角，人们必须测量 $A_{FB}^b(s)$ 的能量依赖性，这意味着除了Z共振峰上的数据，超级Z工厂也必须在偏离共振峰的能量点取得数据。但清楚的是，只要有一定量的非共振峰数据，超级Z工厂上对 A_{FB}^b 测量的统计误差应该小到可以忽略。所以关键点是如何减少系统误差，例如将其降低到0.02%的精度。

如果超级Z工厂上能有极化的电子束流， $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$ 也能通过左右不对称性 A_{LR} 的测量并由如下关系式来提取：

$$A_{LR}^e = \frac{2(1 - 4 \sin^2 \theta_{eff})}{1 + (1 - 4 \sin^2 \theta_{eff})^2} \quad (7)$$

这正是SLD合作组测量 $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$ 的最准确的方法，他们发现[6] $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}(A_{\ell}(SLD)) = 0.23098 \pm 0.00026$ ，其中包括系统误差0.00013。但为了进一步减少系统误差，人们必须在非常高精度下获知电子束流极化的绝对大小，而这是通过康普顿极化测量法所难以达到的（更多讨论可见文献[7, 8]）。

如果超级Z工厂的电子和正电子的束流都能够被极化，Eq.(6)的比值关系中大部分系统误差相互抵消，因此通过这一方法得到的左右不对称性的精度非常高，很可能会比当前的LEP/SLD结果的精度提高一个数量级以上，从而得到极高精度的轻子有效弱混合角。

$\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$ 的两圈完整计算²已经完成，文献[9]研究了电弱双圈图对b夸克有效弱混合角 $\sin^2 \theta_{eff}^b$ 的修正，文献[10]也给出了来自于一些3圈图和4圈图对轻子有效弱混合角 $\sin^2 \theta_{eff}^l$ 的领头阶修正。目前对轻子有效弱混合角 $\sin^2 \theta_{eff}^l$ 的理论预言的绝对误差源于同时包含强相互作用和电弱相互作用的三圈图贡献，以及包含封闭top夸克圈的电弱三圈图贡献。目前的理论误差估计大约为 4.5×10^{-5} （见[8, 11]及其所引文献），这稍大于未来超级Z工厂可能达到的实验误差，因此理论计算需要进一步改进。如果能够得到弱电三圈修正的完整结果，理论误差可以减少到大约 1.5×10^{-5} [8, 11]，这就和未来的实验期望误差相当。

理论上文献[12]讨论了电弱相互作用对Weinberg角 $\sin^2 \theta_W$ 定义中参数 Δr 和 ρ 的单圈修正，相应的解析结果被广泛应用于讨论标准模型中各种物理过程的单圈辐射修正。采取各种可能的近似，人们也对 Δr 和 ρ 的双圈修正进行了分析。对于Higgs质量远远大于top夸克质量以及Higgs质量远远小于top夸克质量两种极端情形，并且忽略规范玻色子的质量，文献[13]分析了top夸克的汤川耦合通过双圈图对 $\rho - 1$ 和 $Z \rightarrow b\bar{b}$ 衰变宽度的辐射修正。文献[14]则将文献[13]中的结果推广到Higgs质量和top夸克质量具有任意比值的情形。文献[15]则重新考虑了文献[13, 14]中正比于规范玻色子质量平方项的贡献，采用内插方法证明了这部分修正与文献[13, 14]中所计算的领头阶贡献在数值上是可以竞争的。由于大的top夸克质量，同时包括强相互作用与电弱相互作用的双圈辐射修正将 ρ 的理论预言提升大约6%[16]。此外，还有工作[10]分析了一些来自于3圈图和4圈图中领头阶贡献对 $\rho - 1$ 和 Δr 的理论预言的修正。需要特别指出的是文献[17]首次完整地分析了电弱相互作用对 Δr 的双圈辐射修正。目前理论上对 Δr 和 ρ 预言的相对误差约为 5×10^{-5} ，主要源于一些同时包含强相互作用和电弱相互作用的三圈图贡献，以及包含封闭top夸克圈的电弱三圈图贡献。在包含了完整的三圈图贡献后，人们预期理论预言的相对误差可以达到 10^{-5} 。

²味道依赖的夸克有效弱混合角 $\sin^2 \theta_{eff}^q$ 的完整两圈计算结果目前尚未完成，尤其是 $\sin^2 \theta_{eff}^b$ 。这是因为和 $Z\ell\bar{\ell}$ 顶点相比， $Zb\bar{b}$ 顶点的两圈图修正中会出现新的一类拓扑，其中顶夸克出现在内线中，使得这类圈图的积分包括 m_i 等多个质量标度，相应的数值积分因而变得极为困难。目前对 $\sin^2 \theta_{eff}^b$ 的费米型的两圈图修正（即两圈图中至少包含一个闭合的费米圈）已经有了结果[9]，但玻色型的两圈图计算（即不含闭合的费米圈）还有待完成。

§2.1.3 Z玻色子的质量与宽度

Z玻色子的质量是标准模型中的一个基本参数，LEP上的测量结果为[6] $m_Z = 91.1875 \pm 0.0021$ GeV。这里的误差包括统计误差1.2 MeV，而在超级Z工厂中由于数据量很大，统计误差可以降低到100 KeV以下。该测量的系统误差主要来自于束流能量测定，在LEP上是1.7 MeV。如果采用共振退极化的技术，可以将束流能量测量的不确定性降到几百KeV乃至更低。因此超级Z工厂上Z玻色子质量测量的精度应该能够达到几百KeV的量级。

Z玻色子的总衰变宽度在LEP上的测量结果为[6] $\Gamma_Z = 2.4952 \pm 0.0023$ GeV，这里误差包括统计误差0.002 GeV和系统误差0.0012 GeV。显然在超级Z工厂的测量结果中统计误差将小到可以忽略，而系统误差和 m_Z 的情形非常类似，也主要来自束流能量测定的不确定性。因此超级Z工厂对Z玻色子衰变宽度测量的精度应该和 m_Z 的精度差不多。理论上标准模型中还没有得到 Γ_Z 的完整的弱电两圈修正结果。最新的进展[18]是两圈图中仅有 $\mathcal{O}(\alpha_{bos}^2)$ 的玻色两圈修正项未知，理论误差也由此降低到大约0.5 MeV。但和未来超级Z工厂可能达到的实验精度比起来，这一理论误差还需改进。如果未来三圈弱电修正项能够被完整地算出来，理论误差可以降低到大约0.08 MeV [18, 19]。

§2.1.4 其它精确观测量

在许多标准模型的扩展中，第三代夸克相关的新物理效应可能相对较大。Z玻色子和b夸克的耦合可以通过对b夸克前后不对称性测量和Z玻色子衰变到b夸克的部分宽度提取出来。注意到LEP上对b夸克前后不对称性的测量和SLD合作组对 A_{LR}^c 的测量结果之间的不一致，在超级Z工厂上更精确地测量 $Z \rightarrow b\bar{b}$ 的分宽度尤为重要。

在LEP和SLC上已经精确地测量了比值 $R_b \equiv \Gamma_{Z \rightarrow b\bar{b}}/\Gamma_{Z \rightarrow had}$ ，其结果为[6] $R_b = 0.21629 \pm 0.00066$ ，其中 $\Gamma_{Z \rightarrow had}$ 是Z玻色子的强子分宽度，即其衰变到所有夸克末态的分宽度之和。在超级Z工厂上会有比LEP/SLC上多得多的b夸克事例，同时b tagging的效率也会更高，因此 R_b 的实验结果有望达到0.1%的精度。理论上，标准模型两圈弱电修正的部分结果已经被算出，剩下更高阶的修正导致的理论误差估计为[18] 1.5×10^{-4} ，和超级Z工厂预期的实验精度相当。未来如果领头阶的高阶修正能够算出来，理论误差可以降低到 $\sim 1 \times 10^{-4}$ 。

用一组弱相关的变量来描述Z玻色子在共振峰附近的物理会比较方便，这组变量（可参考[3]）中就包括了强子-轻子比值 $R_\ell \equiv \Gamma_{Z \rightarrow had}/\Gamma_{Z \rightarrow \ell^+\ell^-}$ 。LEP上假设轻子普适性下已经测量了这一比值为 $R_\ell = 20.767 \pm 0.025$ [6]。LEP上的实验误差主要是统计误差，系统误差仅为0.007。但在未来的超级Z工厂上，受益于巨大的数据量，实验误差将主要来自系统误差。当前 R_ℓ 的理论误差估计为0.005 [18]，和未来的实验精度相比也许需要进一步的提高。同时，大量的 $Z \rightarrow e^+e^-$ ， $\mu^+\mu^-$ 和 $\tau^+\tau^-$ 事例可以在前所未有的精度下检验轻子普适性假设。

另一个有趣的观测量是Z玻色子的不可见衰变宽度 $\Gamma_{inv} = \Gamma_Z - \Gamma_{Z \rightarrow had} - 3\Gamma_{Z \rightarrow \ell^+\ell^-}$ ，由此可以得到轻子 $M_Z/2$ 的中微子代数 $N_\nu \equiv \Gamma_{inv}/\Gamma_{Z \rightarrow \nu\nu}^{SM}$ 。在LEP上中微子代数也已被精确测量，其结果为[6] $N_\nu = 2.9840 \pm 0.0082$ ，比三代中微子的期望值低了大约两倍标准偏差。对实验误差最大的贡献之一来自小角Bhabha散射的理论不确定度0.061%，这直接导致 N_ν 的误差为0.0046，具体细节可见文献[6]。目前小角Bhabha散射的理论不确定度为0.054% [20, 21]。这意味着超级Z工厂上对 N_ν 测量的误差很难小于0.004，除非小角Bhabha散射的理论计算方面能够取得显著的进展。

§2.1.5 标准模型精细计算中亟需解决的关键问题

而将来不论是在LHC上，还是在超级Z工厂上，都可以大幅改进对上述物理观测量的测量精度。同样我国论证中的Higgs工厂CEPC，也是为了精细测量Higgs质量，衰变分支比，与规范粒子的耦合等。这些

实验的测量结果已经对标准模型的参数空间形成了很强的限制，利用相应的软件包对实验结果与标准模型理论预言进行整体拟合，我们可以对标准模型进行精确检验，为实验上寻找超越标准模型的新物理提供理论指导。鉴于目前实验现状以及不远的将来实验测量精度的改进，下面的物理量对于电弱物理中的精细计算也许是重要的：

- 标准模型框架内，研究电弱双圈图对 $Z \rightarrow b\bar{b}$, $Z \rightarrow c\bar{c}$ 和 $Z \rightarrow \tau\bar{\tau}$ 辐射修正；文献[13, 14]只是包含了来源于电弱双圈相互作用对 Z 与轻子的矢量与轴矢量耦合的领头阶顶夸克修正，文献[22]分析了来源于双圈中不可因子化的强相互作用对 $Z \rightarrow b\bar{b}$ 衰变宽度的次领头阶辐射修正。有鉴于此，我们需要对上述三个衰变过程给出完整的双圈图电弱辐射修正，特别是内线虚粒子包含封闭的 top 圈或者内线顶角包括 top 夸克的汤川耦合的电弱2圈图所导致的中性规范玻色子与 b, c, τ 之间的弱偶极矩作用 $Z_{\mu\nu} \bar{f} \sigma^{\mu\nu} f$ 对 $Z \rightarrow b\bar{b}$, $Z \rightarrow c\bar{c}$ 和 $Z \rightarrow \tau\bar{\tau}$ 分支比的修正³。因为这个相互作用对衰变分支比的修正正比于末态费米子质量，目前计算精度下对 $Z \rightarrow e\bar{e}$, $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$ 分支比的修正可以忽略，但应当考虑这个算符对 $Z \rightarrow b\bar{b}$, $Z \rightarrow c\bar{c}$ 和 $Z \rightarrow \tau\bar{\tau}$ 分支比的修正；
- 标准模型框架内，首先分析来源于双圈中不可因子化的强相互作用对 $h_0 W^\pm W^\mp$ 和 $h_0 Z Z$ 耦合的双圈辐射修正(1圈为QCD,1圈为电弱)，进而分析电弱相互作用对 $h_0 W^\pm W^\mp$ 和 $h_0 Z Z$ 耦合的双圈辐射修正的领头阶修正；
- 目前文献中用于双圈图主积分计算的解析和数值方法只能应用于具有特殊拓扑结构和内线粒子质量的双圈图，并且不能处理结果中可能包含的红外和共线发散。实际上维数正规化中对圈动量积分后，所有的主积分可以表示为高维复空间中对Feynman/alpha参数沿特殊路径的积分。为了正确的应用留数定理，我们必须应用同调论对积分路径的拓扑性质进行分析。早在上世纪60年代，欧美学者就将同调论方法应用于解析分析Feynman参数积分[23]，我们这里希望将有关的结论和定理推广到多圈图的计算中。

§2.1.6 场论计算新方法

计算散射振幅的传统方法是通过费曼图。该方法提供了清晰的物理图像和系统的计算步骤，在量子场论计算中被应用最多。但该方法有许多不尽人意之处。例如：(1) 随着参与反应粒子数的增加，费曼图个数指数增长。如果反应过程涉及规范场，费曼图很容易成千上万。许多时候，直接从费曼图出发，相应计算根本无从下手，也远远超出计算机可以预见的能力。(2) 单个费曼图的表达式一般都很复杂。(3) 对规范场理论，单个费曼图一般都依赖于规范。计算过程中很多项相互抵消掉，最终计算结果一般都简洁整齐，并且规范不变。因此对规范场理论，费曼图方法是相当不经济的。基于以上和其它的一些理由，寻找高效、正确计算散射振幅的新方法是量子场论领域的重大课题。最近十年，新的思想和方案得到巨大的发展。基于这些新思想新方法上的计算方案也已经建立，并且相应的程序包也已经出现。利用这些程序，原来不能处理的，对LHC实验非常重要的一些反应道，包括Higgs粒子，可能的超对称粒子等重要物理目标的一圈图的理论修正也已经计算完成。

在树图计算方面，一个重要的进展是在壳递推关系的建立[24, 25]。这个关系基于场论中振幅的一般性质：树图的奇点结构和内线传播子在壳时的因式化定理。通过适当选择的两个外线粒子动量的形变，把树图振幅化为单复变变量 z 的有理函数。利用复变函数理论的结果，这个有理函数可以通过它在各个奇点的留数决定，而留数本身即为低点树图在壳振幅。它避免了上面提到费曼图方法的各种缺点，特别是避开了中间计算过程中的非在壳阶段，因此可以产生非常紧凑简单的表达式。通过对在壳振幅的系统研究，目前我们认识到它是对费曼图的一种重新分解和组合。这种图像在 $N=4$ 超对称规范场的研究中得到了非常具体的图像体现。它的振幅可以被映射为某个几何空间中的高维多面体的体积。该多面体的不同切割到子部分的方式就对应于不同的组合（不同的在壳递推关系）。

³类似于涉及大的汤川耦合的Barr-Zee图对轻费米子磁偶极矩和电偶极矩的修正。

在一圈图的计算方面，有如下几个重要的进展。第一个进展是领头奇性行为的重新发现[26]，特别是它在计算方块基系数方面的巨大简化。通过局限到领头奇点处，一圈积分动量被确定，方块基的系数转化为四个顶角部分在壳树图的乘积。这个思想在后面OPP方案中得到巨大的应用。第二个重要进展是约化的简化。圈图计算中的一个最常用的技巧是约化，即把圈图展开为一堆基的线性组合。基的选择有一定自由度，但是选择后就可以应用到所有过程。因此圈图的计算就分为两个部分：一是基的确定和基的计算；二是确定展开中基的系数。这几年的研究，进一步把约化划分为“被积函数层次上的约化”和“积分层次上的约化”。被积函数是外线动量的有理函数，表达式可以通过费曼图直接读出。而约化的过程就是计算代数几何研究中的多项式环除法的具体应用。这个更数学但是更整合的思想提供了许多强有力的数学工具。因此被积函数层次上的约化问题可以认为得到一个比较好的解决，并且它比较容易从一圈图推广到高圈图的计算。在一圈图计算中，OPP方案[27]是这个约化方法的具体实现。该方案的推广（更精细化）是目前许多非常有效的计算程序包的基础。积分层次上的约化的巨大发展是么正切割方法的引入。通过么正切割和最近发展起来的全纯反常技巧，我们可以把约化相空间的积分转化为相应奇点留数的计算。由于积分转化为代数的计算，我们可以非常简洁的计算基的系数。其实通过一般的计算，我们已经给出了基系数的解析表达式，因此一圈图的解析计算可以考虑为一个基本解决的问题。

由于一圈图的计算得到比较完美的解决，并且已经实际应用到LHC实验的数据分析中，理论研究的重点转移到两圈及高圈的计算。相对于一圈图，我们有许多问题还没有解决，但是也取得不少的进展。首先，利用计算代数几何，被积函数层次上的约化有系统的算法[28, 29, 30]。不过由于基的个数增长太快，大约几十个到上百个，计算的有效性改善得不是很多。积分层次上约化的研究目前刚刚开始，特别是基的确定还没有完全解决。目前有几种方法去讨论这个问题。第一个方法是用IBP方法，通过求解一个巨大的线性方程组。第二个方法是利用最大切割方法。第三个方法是推广的么正切割方法。这些方法目前都在发展中，还有很多工作需要做。另外还有一些比较重要的发展。第一个是“符号方法”。通过这个技巧，一大类的两圈图或者高圈图的积分结果可以比较紧凑的写出来。第二个是改良的IBP方法。通过比较巧妙的选择基，IBP方程可以写为比较方便的三角形式。在这个形式下，基的求解可以有比较明确的级数展开，计算相对简单很多。

上面的这些理论发展，有些已经程序化，因此可以比较方便的用于我们关于Z工厂相关的物理目标。在一圈图的计算上，GoSam2.0 [31] 是一个比较高效的公开程序包。在两圈图的计算上，专门为代数几何计算编写的程序包“Macaulay2”非常适合用于被积函数层次上的约化问题[32]。在积分层次上的约化，由于新的方法还没有完成，目前主要应用的还是IBP方法，当前公开的程序包有Reduze2 [33]。由于Z工厂相关的物理目标主要包括3粒子，4粒子和5粒子的过程，IBP方法还是可以应用来解决问题的。约化完成后，基的计算也是一个重要的问题。如果基是无质量的情况，解析计算还是相对简单的，但当有质量进入时，问题会复杂很多，有待进一步的研究。

§2.2 超出标准模型的新物理

在Z工厂上寻找超出标准模型的新物理，主要有两个途径，一个是可以通过测量通过Z共振产生的 $f\bar{f}$ 过程中可观测量与标准模型的偏离，另一个途径是测量新模型提供的标准模型所没有的末态。下面列出几个具体探测新物理存在的方法或过程。

(1) 测量费米混合角

在Z工厂上一个常用的客观测量就是有效弱混合角（在领头阶等于温伯格角 $\sin\theta_W \equiv s_W$ ）

$$\sin^2\theta_{\text{eff}}^f := \frac{1}{4|Q_f|} \left(1 - \text{Re} \left[\frac{g_V^f}{g_A^f} \right] \right). \quad (8)$$

作为最有影响力的新物理模型，文献[34]研究了在LHC上没有发现超对称粒子的情况下通过测量有效混合角依然可以在Z工厂（GigaZ/ILC）上发现超对称效应。

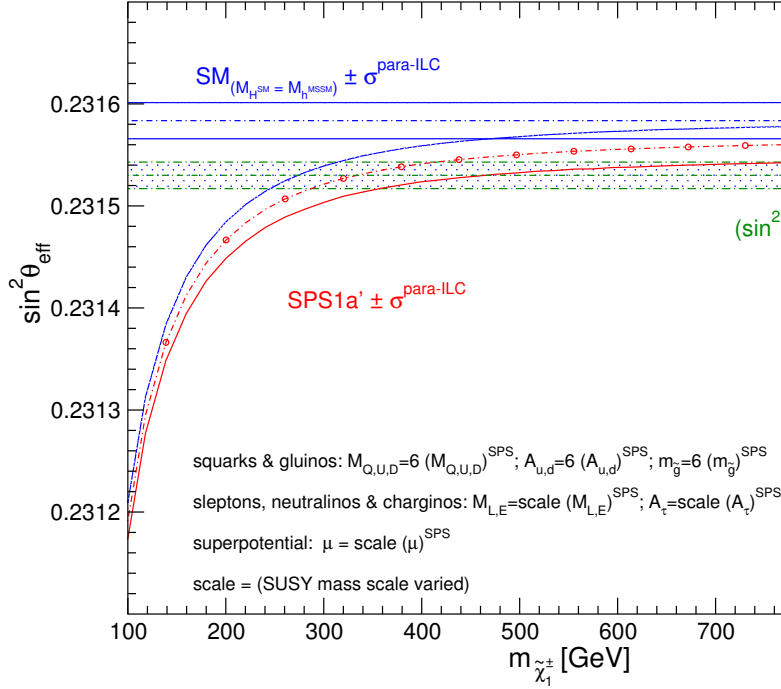


图 1: 标准模型和超对称理论预言 $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ 与实验结果的对比。超对称参数基于SPS 1a' 方案，其中标量其中squark 和gluino 的质量设为SPS 1a' 质量的六倍，其余质量用统一的超对称质量标度。

文献中研究了基于SPS 1a' 方案[35]，但是squark 和gluino 质量设为SPS 1a' 方案六倍。其他质量除 M_A 保持SPS 1a' 参数以外都用统一超对称质量标度。在这个方案下，参与强相互作用的粒子由于质量太大，不能在LHC上直接探测到。图1给出了 $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ 随最轻的chargino (χ_1^\pm) 质量变化在此方案以及标准模型预言和实验结果的对比。其中理论预言包含了参数不确定性 $\sigma^{\text{para-ILC}}$ ，其来源于ILC上 m_t 测量的不确定性 $\delta m_t = 100 \text{ MeV}$ [36] 以及 $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}$ 未来可能达到的不确定性， $\delta(\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}) = 5 \times 10^{-5}$ [37]。与之相比较的 $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ 实验数据也考虑了在GigaZ 上可能达到的误差 $\sigma^{\text{ILC}} = 0.000013$ 。

从图上可以看到，在这个方案下即使是由于带色的超对称粒子太重以至于不能在LHC上探测到，当 $m_{\chi_1^\pm} \lesssim 500 \text{ GeV}$ 时在GigaZ/ILC 上依然可以间接探测到超对称效应。这也意味着即使在LHC上不能直接探测到的一些新物理效应可以在Z-factory 上间接探测出来。

(2) 通过 μ 子对产生寻找新的规范对称性

标准模型扩充的新物理模型中，多数存在规范对称群的扩充，从而预言了新的规范玻色子存在。例如，最简单的 $U(1)$ 扩充即可预言出一个新的中性规范玻色子。而小Higgs模型、左右对称模型等将会预言更多的重规范玻色子的存在。对于重的中性规范玻色子，可以在Z-factory上通过轻子末态来研究Z玻色子的共振产生与新的中性规范玻色子的虚产生间的干涉效应。通过Z-pole附近前后的精确测量，并借助束流极化手段，可以研究重规范玻色子的效应，确定新物理模型。

在小Higgs模型下，由于规范群的扩充，在 μ 子对产生过程中除了标准模型贡献，还有重光子和重Z玻色子提供的贡献[40]。

有质量规范粒子与费米子耦合可以写为 $i\gamma^\mu(g_V + g_A\gamma_5)$ ，其具体耦合参数为

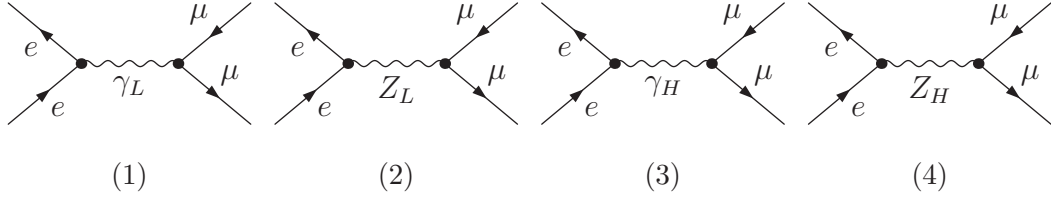


图 2: 小Higgs模型 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 树图

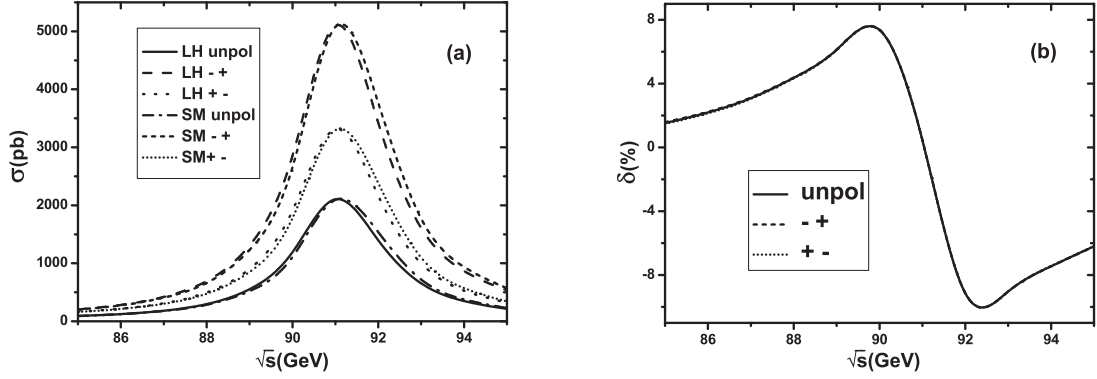


图 3: (a) 在标准模型与小Higgs模型下极化与非极化 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 过程截面(b) 极化与非极化过程相对偏差

$$\begin{aligned}
g_V^{Z_L \bar{l}l} &= -\frac{e}{4s_W c_W} \left\{ (-1 + 4s_W^2) - \frac{v^2}{f^2} \left[\frac{1}{2}c^2(c^2 - s^2) - \frac{15}{2}(c'^2 - s'^2) \left(c'^2 - \frac{2}{5} \right) \right] \right\}, \\
g_A^{Z_L \bar{l}l} &= -\frac{e}{4s_W c_W} \left\{ 1 + \frac{v^2}{f^2} \left[\frac{1}{2}c^2(c^2 - s^2) + \frac{5}{2}(c'^2 - s'^2) \left(c'^2 - \frac{2}{5} \right) \right] \right\}, \\
g_V^{Z_H \bar{l}l} &= -\frac{ec}{4s_W s}, & g_A^{Z_H \bar{l}l} &= \frac{ec}{4s_W s}, \\
g_V^{\gamma_H \bar{l}l} &= \frac{e}{2c_W s' c'} \left(\frac{3}{2}c'^2 - \frac{3}{5} \right), & g_A^{\gamma_H \bar{l}l} &= \frac{e}{2c_W s' c'} \left(\frac{1}{2}c'^2 - \frac{1}{5} \right),
\end{aligned} \tag{9}$$

在小Higgs模型参数为 $f = 1 \text{ TeV}$, $c = 0.4, c' = 0.68$ 和 $\chi = \frac{1}{\sqrt{2}}$ 时, 研究标准模型与小Higgs模型截面偏差。

从图3可以看出, 虽然在Z玻色子共振峰处小Higgs模型与标准模型没有偏差, 但是在稍微偏离共振峰的90 GeV 或者92 GeV小Higgs模型明显偏离了标准模型, 不同极化下相对偏离基本没有差别。

左右手模型作为标准模型的另一个扩充, 相对于标准模型增加了一个右手的 $SU(2)$ 相互作用, 使得其在标准模型的规范粒子之外, 还提供了一个重的Z玻色子传递中性弱相互作用。图4为 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 过程左右手模型树图[41]

其中Z和Z'与费米子相互作用为

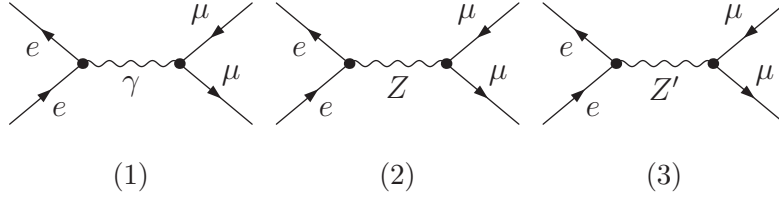


图 4: 左右手模型 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 树图

$$\begin{aligned}
g_V^{Z\bar{l}} &= \frac{1}{4} \left[(-\cos\theta_W + 3\sin\theta_W \tan\theta_W) \cos\varepsilon + \left(\frac{-\sqrt{\cos 2\theta_W}}{\cos\theta_W} + \frac{2\sin^2\theta_W}{\sqrt{\cos 2\theta_W} \cos\theta_W} \right) \sin\varepsilon \right], \\
g_A^{Z\bar{l}} &= \frac{1}{4} \left[-\frac{\cos\varepsilon}{\cos\theta_W} + \frac{\sqrt{\cos 2\theta_W}}{\cos\theta_W} \sin\varepsilon \right], \\
g_V^{Z'\bar{l}} &= \frac{1}{4} \left[-(-\cos\theta_W + 3\sin\theta_W \tan\theta_W) \sin\varepsilon + \left(\frac{-\sqrt{\cos 2\theta_W}}{\cos\theta_W} + \frac{2\sin^2\theta_W}{\sqrt{\cos 2\theta_W} \cos\theta_W} \right) \cos\varepsilon \right], \\
g_A^{Z'\bar{l}} &= \frac{1}{4} \left[\frac{\sin\varepsilon}{\cos\theta_W} + \frac{\sqrt{\cos 2\theta_W}}{\cos\theta_W} \cos\varepsilon \right],
\end{aligned} \tag{10}$$

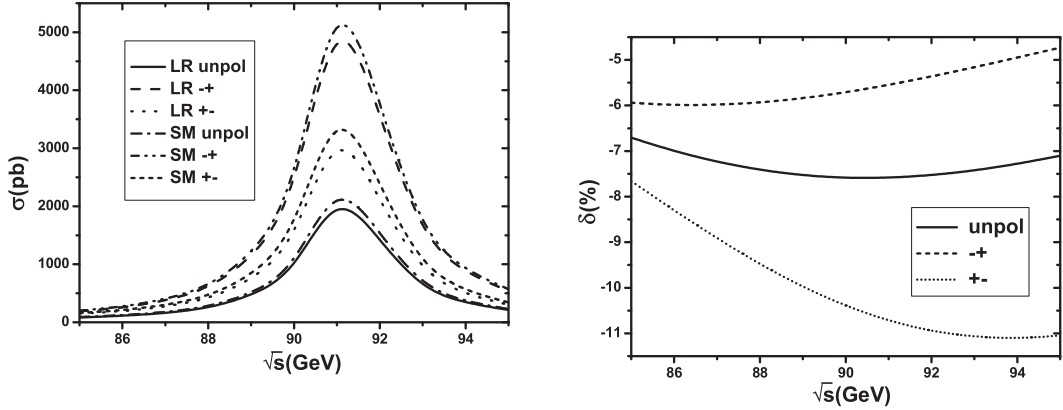


图 5: (a) 在标准模型与左右手模型下极化与非极化 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 过程截面(b) 极化与非极化过程相对偏差

图5在左右手模型 $Z_L - Z_R$ 混合角为 $\varepsilon = 0.021$ 时,标准模型与小Higgs模型截面偏差。从图中可以看出,在做极化以后 $+-$ 极化能使得新物理模型效应更加明显。

对比图3和图5,可以看出虽然两个模型相对于标准模型都有偏离,但是从偏离行为以及不同极化对比可以区分两个模型,从而为在将来发现新物理以后确定具体的新物理模型提供理论依据。

(3) 测量底夸克的前后不对称性

另外底夸克作为顶夸克同位旋伴随子,在许多模型中都扮演着非常重要的角色。在LEP实验上探测底夸克的前后不对称性是仅有几个与标准模型偏离达到两倍标准差的可探测量之一[38],这个偏离可以用诸如额外维模型等新物理解释[39]。在Z工厂上,相比与LEP/SLD实验,不对称参数 $A_b = \frac{2g_{V,b}g_{A,b}}{g_{V,b}^2 + g_{A,b}^2}$ 的探测精度可以提高多个量级,同时又由于前后在Z工厂上前后不对称性不依赖 Zee 耦合,从而确定这个偏差是来源于新物理还是仅仅来源与统计涨落。

(4) 新物理中轻子味改变的Z衰变

轻子味改变的Z衰变 $Z \rightarrow \ell_i \bar{\ell}_j$ 在标准模型中被强烈压低而导致在对撞机上不可能看得到,但在超对称理论中这些稀有衰变会得到增强而可能达到观测的水平,能够大大增强这些衰变的超对称理论包括R-宇称不守恒的最小超对称模型[42, 43]和超对称seesaw模型[44]。

先看R-宇称不守恒的最小超对称模型,在最小超对称模型中,R-宇称不守恒的相互作用由下面的超势给出

$$\mathcal{W}_R = \frac{1}{2} \lambda_{ijk} L_i L_j E_k^c + \lambda'_{ijk} L_i Q_j D_k^c + \frac{1}{2} \lambda''_{ijk} \epsilon^{abd} U_{ia}^c D_{jb}^c D_{kd}^c + \mu_i L_i H_2, \quad (11)$$

这里的 i, j, k 是代指标, c 表示电荷共轭, a, b, d 是色指标, ϵ^{abd} 是全反称张量, H_2 是黑格斯二重态超场, $L_i(Q_i)$ 和 $E_i(U_i, D_i)$ 分别是左手轻子(夸克)二重态和右手轻子(夸克)单态手征超场。关于这些耦合的实验限制,可以参看综述文章[45]。这些耦合中的 λ 和 λ' 都是破坏轻子数的,都可以引导轻子数破坏的Z衰变 $Z \rightarrow \ell_i \bar{\ell}_j$ 和 $\ell_i \rightarrow \ell_j \gamma$ [42, 43, 46]。比如,如图6所示, λ'_{ijk} 在圈图水平通过交换标量夸克 \tilde{u}_L^j 或者 \tilde{d}_R^k 可以引导衰变 $\ell_i \bar{\ell}_j V$ ($V = \gamma, Z$)。对于这些轻子味道改变的过程,实验限制来自对 $\ell_i \rightarrow \ell_j \gamma$ 的寻找[47]

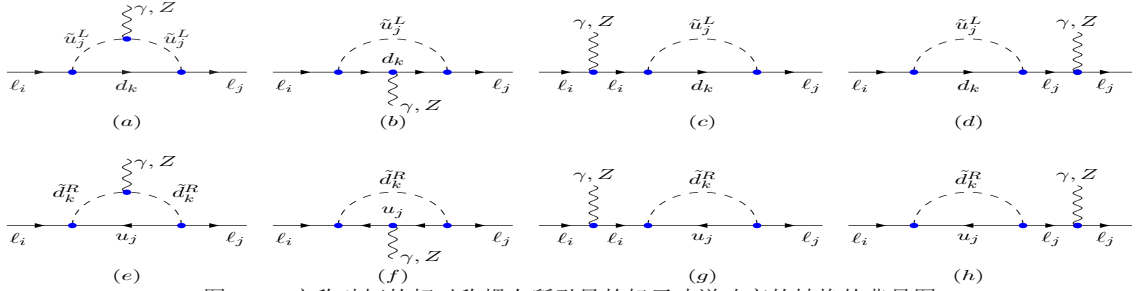


图 6: R-宇称破坏的超对称耦合所引导的轻子味道改变的转换的费曼图。

$$BR(\mu \rightarrow e\gamma) < 1.2 \times 10^{-11}, \quad BR(\tau \rightarrow e\gamma) < 1.1 \times 10^{-7}, \quad BR(\tau \rightarrow \mu\gamma) < 4.5 \times 10^{-8}, \quad (12)$$

和LEP对 $Z \rightarrow \ell_i \bar{\ell}_j$ 的寻找[48]

$$BR(Z \rightarrow \mu e) < 1.7 \times 10^{-6}, \quad BR(Z \rightarrow \tau e) < 9.8 \times 10^{-6}, \quad BR(Z \rightarrow \tau\mu) < 1.2 \times 10^{-5}. \quad (13)$$

将来的Z-工厂(假设GigaZ,也就是 10^9 个Z)对这些轻子味道改变的衰变的敏感度是(见G. Wilson的报告, DESY-ECFA LC Workshops, Frascati, 1998)

$$BR(Z \rightarrow \mu e) \sim 2.0 \times 10^{-9}, \quad BR(Z \rightarrow \tau e) \sim \kappa \times 6.5 \times 10^{-8}, \quad BR(Z \rightarrow \tau\mu) \sim \kappa \times 2.2 \times 10^{-8} \quad (14)$$

这里的因子 κ 的取值可以从0.2到1.0.在图7中我们取 $\kappa = 1.0$ 画出了Z-工厂(GigaZ)对R-宇称破坏耦合的敏感度。

下面我们看超对称seesaw模型。中微子质量的seesaw机制可以在超对称中通过引入右手中微子超场(具有很重的Majorana质量)来实现[49]。在这样的理论中,在普朗克标度通常假设标量轻子的味道对角性,但是,由于没有对称性来保证标量轻子的味道对角性,在电弱标度标量轻子的味道还会发生混合。这样的标量轻子的味道混合是正比于中微子的汤川耦合的,由于seesaw机制,中微子的汤川耦合可以像顶夸克(top quark)的那样大,并且有一个增强因子 $\log(M_P^2/M^2)$ (M_P 是普朗克标度, M 是中微子的Majorana质量)。因此,具有seesaw机制的最小超引力模型(mSUGRA)可以预言大的标量轻子在电弱标度的味道混合。含有右手中微子超场 ν_R 的超势是

$$W_\nu = -\frac{1}{2} \nu_R^c \mathbf{M} \nu_R^c + \nu_R^c \mathbf{y}_\nu L \cdot H_2, \quad (15)$$

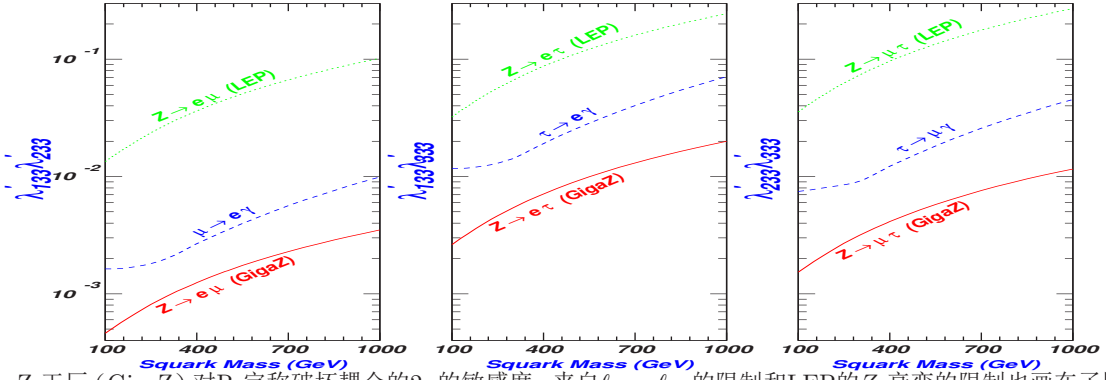


图 7: Z-工厂 (GigaZ) 对R-宇称破坏耦合的 2σ 的敏感度。来自 $l_i \rightarrow l_j \gamma$ 的限制和LEP的Z-衰变的限制也画在了图中。

这儿的 \mathbf{M} 和 \mathbf{y}_ν 是味道空间的矩阵, L 和 H_2 分别是左手轻子二重态和黑格斯二重态 (分别具有 -1 和 $+1$ 的超荷)。带电的标量轻子的质量矩阵是

$$\mathbf{m}_\ell^2 = \begin{pmatrix} \mathbf{m}_{LL}^2 & \mathbf{m}_{LR}^{2\dagger} \\ \mathbf{m}_{LR}^2 & \mathbf{m}_{RR}^2 \end{pmatrix} \quad (16)$$

其中

$$\mathbf{m}_{LL}^2 = \mathbf{m}_L^2 + \left[m_\ell^2 + m_Z^2 \cos 2\beta \left(-\frac{1}{2} + s_W^2 \right) \right] \mathbf{1}, \quad (17)$$

$$\mathbf{m}_{RR}^2 = \mathbf{m}_R^2 + (m_\ell^2 - m_Z^2 \cos 2\beta \sin^2 \theta_W) \mathbf{1}, \quad (18)$$

$$\mathbf{m}_{LR}^2 = \mathbf{A}_\ell v \cos \beta - m_\ell \mu \tan \beta \mathbf{1}, \quad (19)$$

这里的 $\mathbf{1}$ 是代 (generation) 空间中的单位 3×3 矩阵。

由于右手标量中微子和Majorana 中微子一样重, 它对轻子味道改变过程的贡献可以忽落不计。这样, 只有左手标量中微子的贡献需要考虑。左手标量中微子的质量矩阵是

$$\mathbf{m}_\nu^2 = \mathbf{m}_L^2 + \frac{1}{2} m_Z^2 \cos 2\beta \mathbf{1}. \quad (20)$$

我们假定在普朗克标度软破缺参数都有一样的取值:

$$\mathbf{m}_{\tilde{L}} = \mathbf{m}_{\tilde{R}} = m_0 \mathbf{1}, \quad (21)$$

$$\mathbf{A}_\ell = A_0 \mathbf{y}_\ell, \quad \mathbf{A}_\nu = A_0 \mathbf{y}_\nu.$$

由于 \mathbf{y}_ℓ 和 \mathbf{y}_ν 一般来说不能同时对角化, 我们假设 \mathbf{y}_ℓ 在味空间是对角的而 \mathbf{y}_ν 不是对角的。这样, 带电的标量轻子的质量矩阵在普朗克标度是对角的。但是, 当通过重整化群方程向下演化到电弱标度时, 带电的标量轻子的质量矩阵就不再是对角的了:

$$\delta(\mathbf{m}_L^2)_{IJ} \simeq -\frac{1}{8\pi^2} (3m_0^2 + A_0^2) (\mathbf{y}_\nu^{0\dagger} \mathbf{y}_\nu^0)_{IJ} \ln \left(\frac{M_P}{\mathcal{M}} \right), \quad (22)$$

$$\delta(\mathbf{m}_R^2)_{IJ} \simeq 0, \quad (23)$$

$$\delta(\mathbf{A}_\ell)_{IJ} \simeq -\frac{3}{16\pi^2} A_0 (\mathbf{y}_\ell^0)_{II} (\mathbf{y}_\nu^{0\dagger} \mathbf{y}_\nu^0)_{IJ} \ln \left(\frac{M_P}{\mathcal{M}} \right), \quad (24)$$

这里 $\mathbf{y}^0 \equiv \mathbf{y}(M_P)$. 因此, 带电的标量轻子和左手的标量中微子在味道空间都存在味道混合。带电的标量轻子的味道混合可以诱导味道改变的中性流耦合 $\tilde{\chi}_\alpha^0 \ell_I \tilde{\ell}_J$ and $Z \tilde{\ell}_I \tilde{\ell}_J$, 而左手的标量中微子的味道混合可

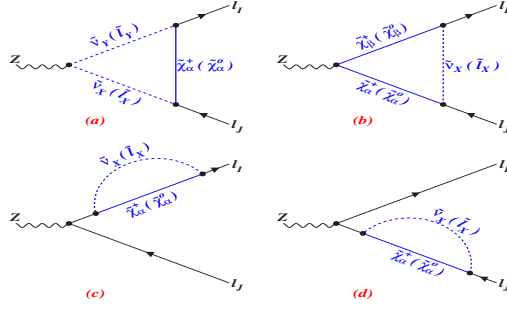


图 8: 超对称seesaw模型对轻子味道改变的Z衰变 $Z \rightarrow l_i \bar{l}_j$ 的贡献的费曼图。

以诱导味道改变的带电流耦合 $\tilde{\chi}_\alpha^+ l_I \tilde{\nu}_J$ 。如图8所示, 这些味道改变的耦合可以诱导轻子味道改变的Z衰变 $Z \rightarrow l_i \bar{l}_j$ 。

考虑到目前的中微子震荡的数据的限制并引入两个具有质量 $M_1 = 10^{13}$ GeV 和 $M_2 \simeq 10^{15}$ GeV的两个右手中微子, 超对称seesaw模型中衰变 $Z \rightarrow l_i \bar{l}_j$ 和 $l_i \rightarrow l_j \gamma$ 的分支比如图9所示(m_0 是普适的标量粒子质量)。可以看到在超对称seesaw模型中 $Z \rightarrow \tau \mu$ 的分支比可以达到 10^{-8} (目前的限制是 $BR(\tau \rightarrow \mu \gamma) < 4.5 \times 10^{-8}$, 见Eq.12)。由于Z-工厂(GigaZ)对 $Z \rightarrow \tau \mu$ 的敏感度是 10^{-8} (见Eq.(14)), 可以通过寻找 $Z \rightarrow \tau \mu$ 在Z-工厂上探索超对称seesaw模型。

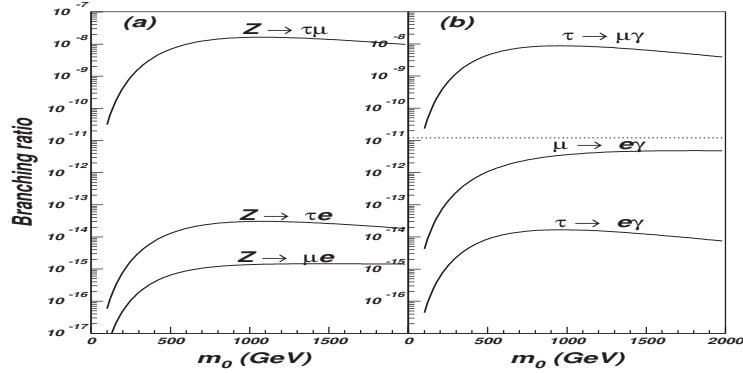


图 9: 超对称seesaw模型中衰变 $Z \rightarrow l_i \bar{l}_j$ 和 $l_i \rightarrow l_j \gamma$ 的分支比。

(5) 新物理中Z-玻色子稀有衰变到一个轻的黑格斯粒子

如图10所示, 在一些新物理模型中, 比如Type-II 2HDM [50], L2HDM [51], nMSSM[52] 和NMSSM[53], Z-玻色子可以稀有衰变到一个轻的CP-odd的黑格斯粒子 $Z \rightarrow \bar{f} f a$ ($f = b, \tau$), $Z \rightarrow a \gamma$, $Z \rightarrow a a a$, 研究发现[54]衰变的分支比可以达到未来的Z-工厂的敏感度。

在目前的实验限制下, 我们扫描模型的参数空间。对于Type-II 2HDM, 我们扫描的参数空间是

$$1 \leq \tan \beta \leq 80, \quad -\sqrt{2}/2 \leq \sin \alpha \leq \sqrt{2}/2, \quad m_a \leq 30 \text{ GeV}, \quad \lambda_5 \leq 4\pi, \\ 5 \text{ GeV} \leq m_{h_1, h_2} \leq 500 \text{ GeV}, \quad 316 \text{ GeV} \leq m_{H^+} \leq 500 \text{ GeV} \quad (25)$$

对于L2HDM, 我们扫描的参数空间是

$$1 \leq \tan \beta \leq 80, \quad -\sqrt{2}/2 \leq \sin \alpha \leq \sqrt{2}/2, \quad m_a \leq 30 \text{ GeV}, \quad \lambda_5 \leq 4\pi, \\ 5 \text{ GeV} \leq m_{h_1, h_2} \leq 500 \text{ GeV}, \quad 92 \text{ GeV} \leq m_{H^+} \leq 500 \text{ GeV} \quad (26)$$

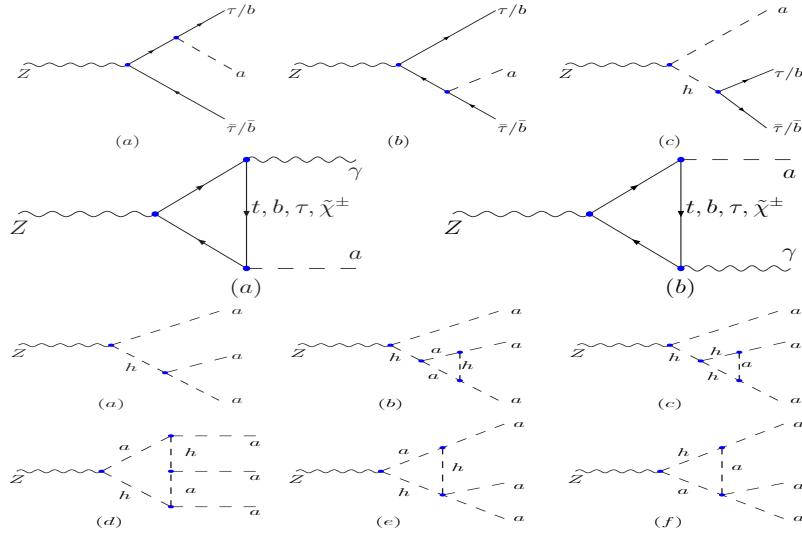


图 10: Z-玻色子稀有衰变到轻的CP-odd的黑格斯粒子的费曼图。

对于nMSSM, 我们扫描的参数空间是

$$0.1 \leq \lambda \leq 0.7, 1 \leq \tan \beta \leq 80, 100 \text{ GeV} \leq m_A \leq 1 \text{ TeV},$$

$$50 \text{ GeV} \leq \mu_{\text{eff}}, M_1 \leq 500 \text{ GeV}, -1 \text{ TeV} \leq A_\lambda \leq 1 \text{ TeV}, 0 \leq \tilde{m}_S \leq 200 \text{ GeV} \quad (27)$$

对于NMSSM, 我们扫描的参数空间是

$$0.1 \leq \lambda, \kappa \leq 0.7, 1 \leq \tan \beta \leq 80, 100 \text{ GeV} \leq m_A \leq 1 \text{ TeV},$$

$$50 \text{ GeV} \leq \mu_{\text{eff}}, M_1 \leq 500 \text{ GeV}, -100 \text{ GeV} \leq A_\kappa \leq 100 \text{ GeV} \quad (28)$$

通过扫描我们发现 $\tan \beta$ 的取值范围是8-20 (在Type-II 2HDM中)、37-80 (在L2HDM中), 而在nMSSM和NMSSM中 $\tan \beta$ 的上限是10。

在图11中, 我们给出了这些稀有衰变在四个新物理模型中的分支比。从图11可以看出: (i) 四个模型中的Type-II 2HDM给出的 $Z \rightarrow \bar{b}ba$ 分支比最大, 可以达到 6×10^{-5} 。原因是在Type-II 2HDM中 $\bar{b}ba$ 耦合被 $\tan \beta$ 抬高。而在其它三个模型中, $\bar{b}ba$ 耦合被 $\cot \beta$ 压低或者被 a 的单态场分量压低。图11显示出在L2HDM中 $Z \rightarrow \bar{\tau}\tau a$ 的分支比最大, 最大可以达到 10^{-4} ; (ii) $Z \rightarrow a\gamma$ 的分支比在四个模型中分别可以达到 9×10^{-9} , 6×10^{-10} , 9×10^{-11} 和 4×10^{-10} ; (iii) $Z \rightarrow aaa$ 的分支比在Type-II 2HDM、L2HDM和nMSSM中可以达到 10^{-3} 。对于这个衰变nMSSM和NMSSM的差别主要在于: 在nMSSM中 h 可以在质量壳上, 而在NMSSM中这是不可能的。

透过以上的结果我们可以看出, 通过Z-玻色子的稀有衰变我们可以在未来的超级Z-工厂上探索新物理, 这些新物理包括超对称的R-宇称破坏、超对称seesaw模型、次最小超对称模型和两个黑格斯二重态模型, 由于这些不同的新物理模型所给出的分支比有较大的差别, 将来的Z-工厂可以区分不同的模型。

§2.3 赭(τ)轻子物理

§2.3.1 简介

τ 轻子是标准模型中的第三代轻子, 在所有轻子中质量最大, 而且比第一、第二代夸克的质量都大, 因此它不仅可以衰变产生其他轻子, 还可以产生含一二代夸克的强子 (如图 12), 从而可以进行电弱和强相互作用的研究。这使得它在标准模型的精确检验和新物理的寻找中处于无可代替的特殊地位。

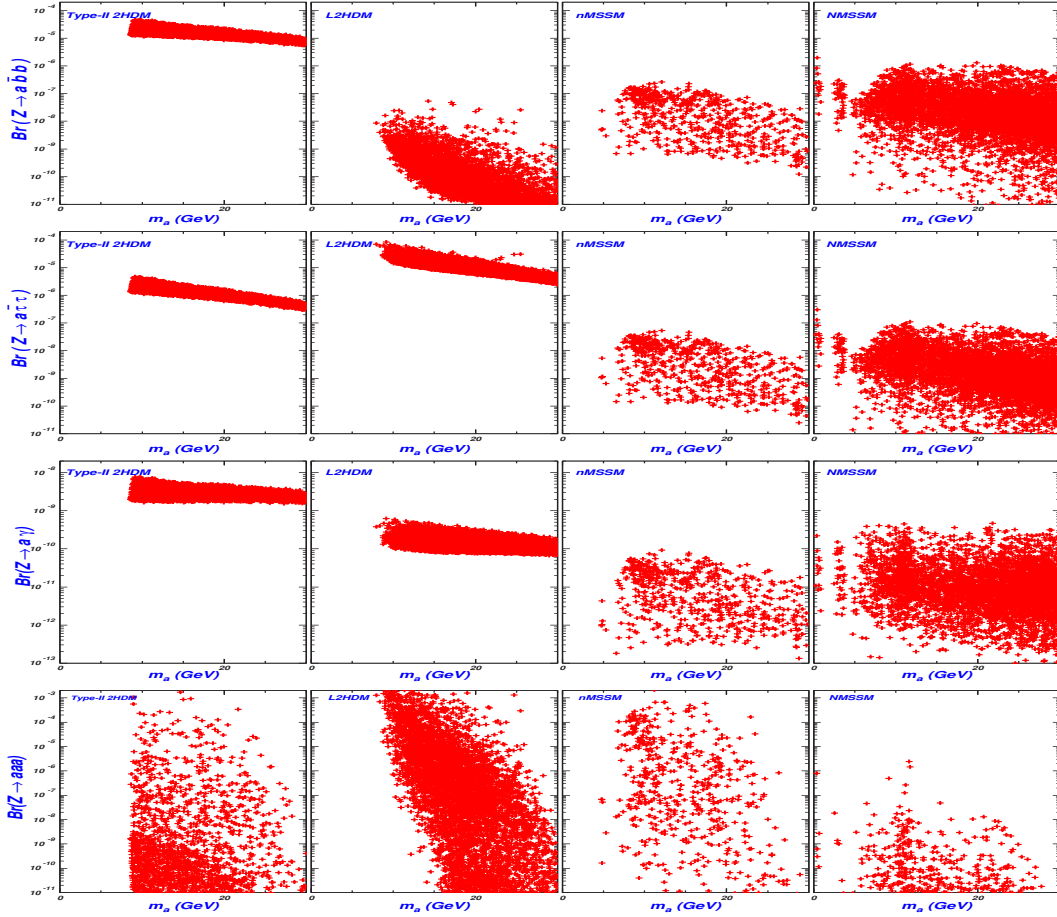


图 11: Z-玻色子稀有衰变在四个新物理模型中的分支比。

τ 轻子最初在正负电子对撞中被发现, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 的截面从阈值(约3.55 GeV)起由于相空间增大缓慢上升, 到4.3GeV附近达到最大(约3.5 nb), 然后随 $1/s$ 逐渐下降, 在底夸克能区(~ 10 GeV)降到0.9 nb并继续下降, 直到 Z^0 共振态出现, 由于弱作用的贡献, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 的截面在 Z^0 峰上达到1.5 nb。除通过电磁相互作用和弱相互作用的产生外, 如果质量允许, 矢量介子也可以衰变产生 $\tau^+\tau^-$ 对, 尤其是产额很大的窄共振如 $\psi(2S)$ 、 $\Upsilon(1S)$ 、 $\Upsilon(2S)$ 、 $\Upsilon(3S)$ 等, 都有很大的分支比衰变为 $\tau^+\tau^-$ 。

介子工厂的运行, 尤其是在3-5 GeV之间的 τ -粲工厂(如BEPCII)和10 GeV附近的B工厂(如PEPII和KEKB), 在粲偶素能区和底偶素能区积累了大量数据, 但与在 Z^0 共振峰上 τ 物理的研究相比, 后者具有很多优点。由于 Z^0 质量为91 GeV, 衰变产生的 τ 轻子具有很高的动量, 其衰变产物由于洛仑兹推动效应极度前冲, 因此 Z^0 衰变产生的 $\tau^+\tau^-$ 事例在空间分为两个非常窄的“喷注”结构, 而且几乎是“背对背”的, 再考虑到衰变末态粒子数较少, 且有伴随中微子产生导致的能量损失, 使得 $\tau^+\tau^-$ 事例具有极其鲜明的特征, 非常容易与其他的事例区分开来, 从而具有下列的优点:

1. 效率高、本底率低, 信噪比高;
2. 事例选择简单, 可以直接重建对, 无需标记;
3. 可做 τ^+ 、 τ^- 间的关联分析, 提供更多信息。

LEP实验在 τ 物理的研究中做出了重要的贡献 [55], 包括 $\tau^+\tau^-$ 产生前后不对称的测量、 τ 的极化测量、 τ 的寿命测量、 τ 的衰变的洛仑兹结构、分支比及 τ 半轻子衰变的能谱函数测量等, 对于精确检验轻子普适性、矢量流守恒、V-A特性等标准模型的特征, 精确测量强相互作用耦合常数、CKM矩阵元 V_{us} 等标准模

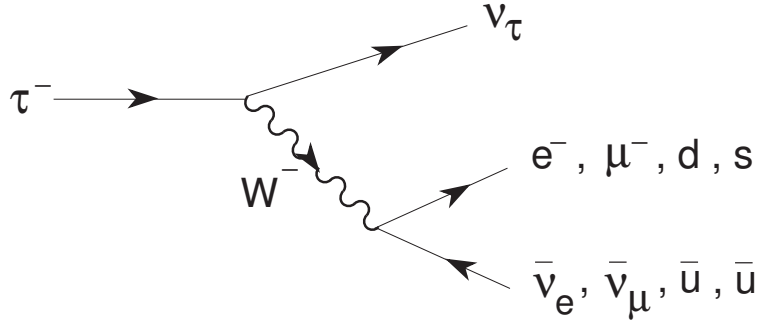


图 12: τ 衰变示意图。

型参数提供了重要数据。

然而，LEP实验的亮度较低，使得目前检验的精度依然受到限制，LEP实验探测器的设计对 τ 轻子的重建也有很大的约束。提高亮度积累更多的 $\tau^+\tau^-$ 事例，进一步提高重建效率和不同衰变末态之间的混杂率，也可以极大提高精确检验的灵敏度。由于 τ 粒子的动量很高， τ 的平均衰变长度约为2.2 mm，因此好的衰变顶点测量可以提高其寿命的测量精度并减少对对撞顶点产生的本底比例； τ 衰变末态粒子由于很强的洛仑兹推动都集中在一个张角约为1的圆锥内，要将靠得很近的带电径迹或光子很好地区分开来，需要探测器有很好的“粒度”，这就对 Z^0 工厂的探测器设计，尤其对于电磁量能器的设计提出了很高的要求。

现代的高能实验探测器已探讨过相关的问题，除了为增大接收度提高了探测器的覆盖范围，普遍安装高精度的像素探测器和径迹室外，为实现高效率低本底 τ 衰变重建，普遍采用纵向多层读出（可有效分辨真假光子）和每层小单元数字读出（可有效提高角分辨，改善 π^0 重建效率）。为直线对撞机设计的ILD探测器上采取 $5 \times 5 \text{mm}^2$ 单元读出时， τ 衰变为 $\pi, \pi\pi^0, \pi\pi\pi^0$ 的重建和误判效率见表 1，与LEP上最好的情形（ALEPH实验）对比（表 1），我们可以看到，前者的绝对重建效率提高10-30%，不同末态之间的相对交叉误判率显著减小。所有这些，意味着选择出的事例样本更纯，由于 π^0 重建和蒙特卡罗模拟造成的系统误差会大大减小，保证了利用这些事例进行的物理分析精度会大大提高，结果也更加可靠。

表 1: τ 重建效率与样本纯度对比，ILD结果来自 [58]290页，ALEPH结果来自 [56]。

实验	衰变道	效率 (%)	纯度 (%)
ILD	$\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$	96.0	89.5
	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	91.6	88.6
	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	67.5	73.4
ALEPH	$\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$	65.0	88.1
	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	68.2	91.8
	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	57.7	78.5

§2.3.2 τ 的产生与极化测量

标准模型中， e^+e^- 湮灭中的 $\tau^+\tau^-$ 产生通过电磁和弱中性流实现，即， $e^+e^- \rightarrow \gamma^*, Z^* \rightarrow \tau^+\tau^-$ 。在 Z^0 共振峰附近，弱作用为主，使得我们可以通过测量 $\tau^+\tau^-$ 的产生截面及相关分布确定标准模型中跟轻子耦合相关的参数。由于 τ 在探测器内很快衰变，我们可以通过其衰变末态粒子的分布，或测量两个 τ 衰变间的关联测量其极化，从而可更多地获得相关物理信息，对于其他轻子对末态，这是不可能的。

如果 e^+ 和 e^- 束流是非极化的，在 Z^0 共振峰上，即 $s = M_Z^2$ ，近似地有 [57]

$$\sigma(M_Z^2) = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_e \Gamma_\tau}{\Gamma_Z^2}, \quad (29)$$

$$\mathcal{A}_{\text{FB}}(M_Z^2) = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B} = \frac{3}{4} P_e P_\tau, \quad (30)$$

$$\mathcal{A}_{\text{Pol}}(M_Z^2) = \frac{\sigma^{(h_\tau=+1)} - \sigma^{(h_\tau=-1)}}{\sigma^{(h_\tau=+1)} + \sigma^{(h_\tau=-1)}} = P_\tau, \quad (31)$$

$$\mathcal{A}_{\text{FB,Pol}}^\tau(M_Z^2) = \frac{N_F^{(h_\tau=+1)} - N_F^{(h_\tau=-1)} - N_B^{(h_\tau=+1)} + N_B^{(h_\tau=-1)}}{N_F^{(h_\tau=+1)} + N_F^{(h_\tau=-1)} + N_B^{(h_\tau=+1)} + N_B^{(h_\tau=-1)}} = \frac{3}{4} P_e, \quad (32)$$

其中F、B表示与电子束流相对前向和后向， h_τ 为 τ^- 的螺旋度， Γ_τ 为 $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ 的分宽度且有 $\Gamma_\tau = \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}}(v_\tau^2 + a_\tau^2)(1 + \delta_{\text{RC}}^Z)$ ， P_τ 表示极化且有 $P_\tau = \frac{-2v_\tau a_\tau}{v_\tau^2 + a_\tau^2}$ ， v_τ 、 a_τ 分别为矢量和轴矢量弱中性流与 τ 的耦合常数。由上述测量可确定 v_τ 、 a_τ ，并可进一步求出有效电弱混合角， $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^\tau = \frac{1}{4}(1 - v_\tau/a_\tau)$ 。

如果 e^+ 和 e^- 束流是极化的，我们既可以测量初态不同极化方式电子对应的产生截面的左右不对称性，也可以测量相应的前后、左右不对称性，此时有 [57]

$$\mathcal{A}_{\text{LR}}(M_Z^2) = \frac{\sigma_L(M_Z^2) - \sigma_R(M_Z^2)}{\sigma_L(M_Z^2) + \sigma_R(M_Z^2)} = -P_e, \quad (33)$$

$$\mathcal{A}_{\text{FB,LR}}(M_Z^2) = \frac{\sigma_{\text{F,L}}(M_Z^2) - \sigma_{\text{B,L}}(M_Z^2) - \sigma_{\text{F,R}}(M_Z^2) + \sigma_{\text{B,R}}(M_Z^2)}{\sigma_{\text{F,L}}(M_Z^2) + \sigma_{\text{B,L}}(M_Z^2) + \sigma_{\text{F,R}}(M_Z^2) + \sigma_{\text{B,R}}(M_Z^2)} = -\frac{3}{4} P_\tau. \quad (34)$$

在 Z^0 共振峰上， $\mathcal{A}_{\text{LR}}(M_Z^2)$ 直接测量了初态电子的平均极化， $\mathcal{A}_{\text{FB,LR}}(M_Z^2)$ 则直接测量了末态 τ 轻子的极化。此时不需要测量 τ 衰变末态的分布，有利于减小测量的系统误差。未来Z工厂上必定利用极化束流，此前只有SLD实验采用过类似的技术，由于Z工厂亮度远比SLD加速器亮度高，预计可以大幅度提高测量的精度，从而对 v_τ 、 a_τ 和 $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^\tau$ 的测量达到前所未有的精度。

§2.3.3 τ 轻子的寿命

由于 τ 是最大质量的轻子，除了可以衰变为第一和第二代轻子外，还可以衰变为强子，包括卡比波允许的 π 、 ρ 、 $a_1(1420)$ 和卡比波压低的 K 、 K^* 、 K_1 等，因此 τ 轻子的寿命相对较短。目前 τ 寿命的世界平均值为290.30.5 fs，来自LEP实验的测量和最近Belle实验的测量结果，其中后者的统计精度和系统精度都最高，这主要得益于Belle实验极高的统计量和高精度的顶点探测器。 τ 轻子的纯轻子衰变宽度 [57]

$$\Gamma[\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau(\gamma)] = \frac{G_{\tau e}^2 m_\tau^5}{192\pi^3} f(m_e^2/m_\tau^2) (1 + \delta_{\text{RC}}^{\tau e}), \quad (35)$$

其中 $f(x) = 1 - 8x + 8x^3 - x^4 - 12x^2 \log x$ ； $\delta_{\text{RC}}^{\tau e} = \frac{\alpha}{2\pi} \left[\frac{25}{4} - \pi^2 + \mathcal{O}\left(\frac{m_e^2}{m_\tau^2}\right) \right] + \dots$ 为QED辐射修正因子；高阶弱电修正和W传播子修正包含在有效耦合常数 $G_{\tau e}^2$ 中，即

$$G_{\tau e}^2 = \left[\frac{g^2}{4\sqrt{2}M_W^2} (1 + \Delta r) \right]^2 \left[1 + \frac{3}{5} \frac{m_\tau^2}{M_W^2} + \frac{9}{5} \frac{m_e^2}{M_W^2} + \mathcal{O}\left(\frac{m_e^4}{M_W^2 m_\tau^2}\right) \right]. \quad (36)$$

将上述公式中 e 换成 μ ，可得 $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau(\gamma)$ 的结果，将原公式中 τ 换成 μ ，可得 $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu(\gamma)$ 的结果，从而可利用费米耦合常数 $G_F^2 = G_{\mu e}^2$ 和轻子普适性假设 $G_{\tau e}^2 = G_{\mu e}^2$ 、 $G_{\tau \mu}^2 = G_{\mu e}^2$ 得到 τ 轻子的衰变分宽度。考虑到 $\Gamma_{\tau \rightarrow \ell \nu \bar{\nu}} = B_{\tau \rightarrow \ell \nu \bar{\nu}} \times \Gamma_\tau = B_{\tau \rightarrow \ell \nu \bar{\nu}}/\tau_\tau$ ，其中 $B_{\tau \rightarrow \ell \nu \bar{\nu}}$ 为 $\tau \rightarrow \ell \nu \bar{\nu}$ ($\ell = e$ 或 μ)的衰变分支比，

τ_τ 为 τ 轻子的寿命。这样就建立了利用实验上测量的 τ 纯轻子衰变的分支比和 τ 轻子寿命精确检验上述标准模型计算的关系：

$$B_{\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau} = \frac{B_{\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau}}{0.972559 \pm 0.000005} = \frac{\tau_\tau}{(1632.9 \pm 0.6)\text{fs}} \quad (37)$$

其中分母中数字的误差来自于 τ 质量测量的不确定性。

图 13给出了目前数据的检验结果，其中十字图表明实验测量的世界平均值 [59]，两条斜线之间的区域为理论预期的范围，两条线间的宽度表明了 τ 质量不确定性造成的理论预期的不确定性，可见目前 τ 质量的测量精度满足进一步精确检验的需要，而 τ 寿命和衰变分支比的结果与预期都大概有1倍标准偏差的差异，进一步提高二者测量精度，可以进一步检验理论预期或提高理论与实验之间差异的显著性。

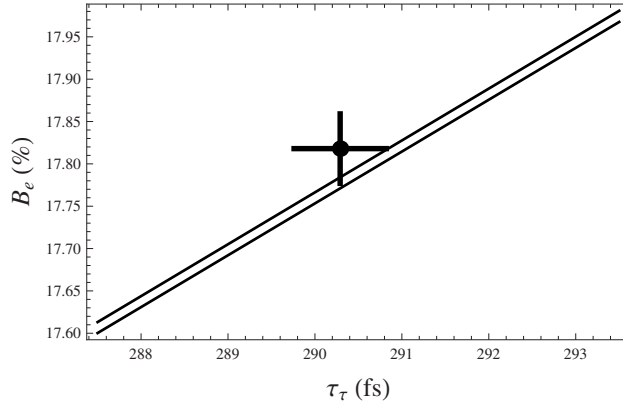


图 13:

衰变分支比 $B_{\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau}$ 和 τ 轻子的寿命 τ_τ 间的关系。图中十字表明实验测量的世界平均值，两条斜线之间的区域为理论预期范围，两条线间的宽度表明了 τ 质量不确定性造成的不确定性。

由于下一代探测器会普遍使用高空间分辨的像素探测器和硅顶点探测器以及径迹室 [58]，可以将 τ 衰变顶点确定的精确度提高到低于5微米水平，比LEP实验(~ 25 微米)显著提高，再加上Z工厂统计量比LEP实验高至少4个量级， τ 衰变寿命的测量精度预期可以提高近一个量级，达到0.1 fs水平。 τ 纯轻子道衰变分支比的测量精度在LEP实验上受制于统计量，Z工厂的大统计量可以将统计误差降到可以忽略的程度，其主要系统误差来源为 τ 事例的选择、本底估计和粒子鉴别，这些都会得到显著改善，预期可以将精度提高4倍甚至更高。这样， $B_{\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau}$ 和 τ_τ 的测量精度都与 τ 质量不确定性造成的误差在同一个水平上，将对标准模型做出非常高精度的检验，或者发现显著的超出标准模型的效应。

§2.3.4 $e - \mu - \tau$ 轻子普适性检验

$e - \mu - \tau$ 轻子普适性是标准模型的基本假设， $e - \mu$ 普适性在很高精度上得到了检验，但 τ 轻子是否与 $e - \mu$ 完全一样则存在较大的怀疑。这样怀疑的原因之一是目前的实验检验只达到千分之一的精度，更重要的原因则或许来自我们的“偏见”，即超出标准模型的新物理如果存在的话，应当在第三代轻子中表现出更大的物理效应。因此，利用Z工厂的高统计量对与 τ 有关的轻子普适性进行高精度的检验也就师出有名了。当然， $e - \mu$ 普适性也可以利用 τ 衰变数据进行检验。

将上节中的耦合常数展开为W和 τ (g_τ) 以及W和 e (g_e) 或 μ (g_μ) 的耦合常数，利用其中 $B_{\tau \rightarrow \ell \nu \bar{\nu}}$ 即 $\tau \rightarrow \ell \nu \bar{\nu}$ ($\ell = e$ 或 μ) 的衰变分支比比值，可以检验 $e - \mu$ 普适性。最新PDG给出 $B_{\tau \rightarrow e \nu \bar{\nu}} = (17.83 \pm 0.04)\%$ ， $B_{\tau \rightarrow \mu \nu \bar{\nu}} = (17.41 \pm 0.04)\%$ ，从而得

$$\frac{g_\mu}{g_e} = 1.0020 \pm 0.0016, \quad (38)$$

与 e - μ 普适性的预期偏差略大于1倍标准偏差。

如果利用 $\mu \rightarrow \ell\nu\bar{\nu}$ 的衰变分支比,跟 τ 衰变数据对比,可以直接检验 g_τ 和 g_e 、 g_μ 间的关系 [57]:

$$\left(\frac{g_\tau}{g_\mu}\right)^2 = \frac{\tau_\mu}{\tau_\tau} \left(\frac{m_\mu}{m_\tau}\right)^5 B_{\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu}} \frac{f(m_e^2/m_\mu^2)}{f(m_e^2/m_\tau^2)} \Delta W \Delta\gamma, \quad (39)$$

$$\left(\frac{g_\tau}{g_e}\right)^2 = \frac{\tau_\mu}{\tau_\tau} \left(\frac{m_\mu}{m_\tau}\right)^5 B_{\tau \rightarrow \mu\nu\bar{\nu}} \frac{f(m_e^2/m_\mu^2)}{f(m_e^2/m_\tau^2)} \Delta W \Delta\gamma, \quad (40)$$

其中 $\Delta W = 1 - 2.9 \times 10^{-4}$ 、 $\Delta\gamma = 1 + 8.5 \times 10^{-5}$ 分别为弱修正和电磁修正, τ_μ 、 m_μ 分别为 μ 子的寿命和质量。将实验值代入,可得

$$\frac{g_\tau}{g_\mu} = 1.0011 \pm 0.0015, \quad (41)$$

$$\frac{g_\tau}{g_e} = 1.0030 \pm 0.0015, \quad (42)$$

其中误差来源主要为 τ 的寿命和衰变分支比。可以看到,检验 g_τ 和 g_μ 在1倍标准偏差内一致, g_τ 和 g_e 间差别在2倍标准偏差水平。

τ 衰变产生赝标介子(π 、 K)结合赝标介子的纯轻子衰变也可用来检验轻子普适性(因螺旋度压低, $P \rightarrow e\nu$ 分支比很小,在此我们只考虑 $P \rightarrow \mu\nu$) [57]:

$$R_{\tau/P} \equiv \frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau P^-)}{\Gamma(P^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)} = \left|\frac{g_\tau}{g_\mu}\right|^2 \frac{m_\tau^3}{2m_P m_\mu^2} \frac{(1 - m_P^2/m_\tau^2)^2}{(1 - m_\mu^2/m_P^2)^2} (1 + \delta R_{\tau/P}), \quad (43)$$

其中 $\delta R_{\tau/P}$ 为 $\tau \rightarrow \nu P$ 和 $P \rightarrow \nu\mu$ 两个过程辐射修正因子的差异,理论计算表明, $\delta R_{\tau/\pi} = (0.16 \pm 0.14)\%$, $\delta R_{\tau/K} = (0.90 \pm 0.22)\%$ 。将 τ 衰变分支比和 π 、 K 衰变的数据代入,可得

$$\frac{g_\tau}{g_\mu} = 0.9962 \pm 0.0027, \quad (P = \pi), \quad (44)$$

$$\frac{g_\tau}{g_\mu} = 0.9858 \pm 0.0070, \quad (P = K), \quad (45)$$

这里误差的主要来源是 $\tau \rightarrow \nu P$ 分支比和 τ 寿命的测量。如果要进一步提高精度的话, τ 衰变末态的粒子鉴别非常重要,理论对辐射修正因子的计算精度也是一个需要提高的方向。

τ 纯轻子道和 $\tau \rightarrow \nu P$ 衰变分支比的测量精度在Z工厂的大统计量和更好的探测性能下都会得到显著改善,预期可以将相对误差提高至千分之一水平以下。这样,可以对轻子普适性,尤其是 τ 与 e 、 μ 间的普适性检验提高到万分之几精度,大大提高发现超出标准模型的效应的灵敏度。

§2.3.5 轻子的带电流洛伦兹结构

在具有足够高的统计事例数前提下,我们可以通过轻子的纯轻衰变过程来研究衰变振幅中不同的洛伦兹结构,从而进一步揭示轻子的相互作用形式。实验上的相关可观测量为:末态轻子的能量分布和角分布,以及与极化相关的物理量。

对于 $l^- \rightarrow l'^- \bar{\nu}_l \nu_{l'}$ 过程,不含微商、保证轻子数守恒以及洛伦兹变换下不变的最一般四费米子定域相互作用哈密顿量为 [61, 62]

$$H = 4 \frac{G_{ll'}}{\sqrt{2}} \sum_{n,\varepsilon,\omega} g_{\varepsilon\omega}^n [\bar{l}'_\varepsilon \Gamma^n (v_l)_\sigma] [(\bar{\nu}_l)_\lambda \Gamma_n l_\omega], \quad (46)$$

这里 $g_{\varepsilon\omega}^n$ 为复的耦合常数,其中上标 $n = S$ (标量), V (矢量), T (张量),分别代表着不同的相互作用类型。下标中的 ε 和 ω 则表示带电轻子的手性,可以取 L (左手)和 R (右手)。而对于中微子的手性 σ 和 λ ,当

给定 n 、 ε 和 ω 的值以后，它们就被唯一的确定了 [61, 62]。由于 g_{RR}^T 和 g_{LL}^T 项恒为零，上述哈密顿量中共有 10 个不为零的复参量。考虑到一个整体的任意相位因子，所以最一般形式的轻子带电流四费米子哈密顿量可以由 19 个独立的实参量来描述。当关心不同参量之间的相对大小时，通常采用以下的归一化条件 [62]

$$1 = \frac{1}{4}(|g_{RR}^S|^2 + |g_{RL}^S|^2 + |g_{LR}^S|^2 + |g_{LL}^S|^2) + 3(|g_{RL}^T|^2 + |g_{LR}^T|^2) + (|g_{RR}^V|^2 + |g_{RL}^V|^2 + |g_{LR}^V|^2 + |g_{LL}^V|^2), \quad (47)$$

归一化后的整体因子 $G_{l'l}$ ，可以通过相应轻子的总衰变宽度来确定。从上述的归一化条件，我们得到对公式 46 中参数的限制： $|g_{\varepsilon\omega}^S| \leq 2$ ， $|g_{\varepsilon\omega}^V| \leq 1$ ， $|g_{\varepsilon\omega}^T| \leq 1/\sqrt{2}$ 。

当初态轻子 l 的极化为 P_l ，在 l 的静止系中末态带电轻子 l' 的分布通常取如下的参数化方法 [63]：

$$\frac{d^2\Gamma_{l \rightarrow l'}}{dx d\cos\theta} = \frac{m_l \omega^4}{2\pi^3} G_{l'l}^2 \sqrt{x^2 - x_0^2} F(x) - \frac{\xi}{3} P_l \sqrt{x^2 - x_0^2} \cos\theta A(x), \quad (48)$$

这里并没有考虑末态带电轻子的极化信息。事实上 τ 衰变末态中带电轻子的极化，迄今为止从未在实验上被观测到。倘若考虑末态中的带电轻子极化，则需要引入 5 个额外的参数来对其进行描述，可参见 PDG 中关于轻子详细列表部分的讨论 [63]。公式 48 中的 θ 为末态轻子 l' 的三动量和初态轻子自旋方向的夹角，而 ω 是不考虑末态中微子质量时末态轻子 l' 所能达到的最高能量， $x = E_{l'}/\omega$ 为其约化能量， $x_0 = m_{l'}/\omega$ ，而函数 $F(x)$ 和 $A(x)$ 分别为

$$\begin{aligned} F(x) &= x(1-x) + \frac{2}{9}\rho(4x^4 - 3x - x_0^2) + \eta x_0(1-x) \\ A(x) &= 1-x + \frac{2}{3}\delta(4x - 4 + \sqrt{1-x_0^2}). \end{aligned} \quad (49)$$

公式 48 和 49 中出现的四个参量 ρ 、 η 、 ξ 和 δ 被称为 Michel 参量。当不考虑极化的初态轻子 l 时，末态轻子 l' 的分布公式 48 可完全由参量 ρ 和 η 来确定。而对于另外两个参数 ξ 和 δ ，它们是与初态轻子的极化相关的。利用公式 46，四个 Michel 参量可以用 $g_{\varepsilon\omega}^n$ 耦合常数给出来。实验上通过测量 ρ 、 η 、 ξ 和 δ 的数值，可以对 $|g_{\varepsilon\omega}^n|$ 的范围进行更严格的限制。目前在考虑 τ 衰变末态中的 e 和 μ 的耦合常数普适性后，PDG 所给出的这四个参量数值为 [63, 64]

$$\rho = 0.745 \pm 0.008, \quad \eta = 0.013 \pm 0.020, \quad \xi = 0.985 \pm 0.030, \quad \xi\delta = 0.746 \pm 0.021, \quad (50)$$

同标准模型的预言 $\rho = 0.75$ ， $\eta = 0$ ， $\xi = 1$ ， $\xi\delta = 0.75$ 相比，可以看出现有的测量是同标准模型相一致的。通过合适的选择 ρ 、 η 、 ξ 和 δ 四个参数的组合，也可以对 $|g_{\varepsilon\omega}^n|$ 参数进行限制，目前 PDG 中给出的结果可参见表 2。

$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$			
$ g_{RR}^S < 0.70$	$ g_{LR}^S < 0.99$	$ g_{RL}^S \leq 2$	$ g_{LL}^S \leq 2$
$ g_{RR}^V < 0.17$	$ g_{LR}^V < 0.13$	$ g_{RL}^V < 0.52$	$ g_{LL}^V \leq 1$
$ g_{RR}^T \equiv 0$	$ g_{LR}^T < 0.082$	$ g_{RL}^T < 0.51$	$ g_{LL}^T \equiv 0$
$\tau \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$			
$ g_{RR}^S < 0.72$	$ g_{LR}^S < 0.95$	$ g_{RL}^S \leq 2$	$ g_{LL}^S \leq 2$
$ g_{RR}^V < 0.18$	$ g_{LR}^V < 0.12$	$ g_{RL}^V < 0.52$	$ g_{LL}^V \leq 1$
$ g_{RR}^T \equiv 0$	$ g_{LR}^T < 0.079$	$ g_{RL}^T < 0.51$	$ g_{LL}^T \equiv 0$

表 2: 目前 PDG 给出的实验对 τ 轻子带电流参数的限制，这些数字是在 95% 的置信度水平上给出的结果 [63, 64]。

§2.3.6 τ 的强衰变、R 值以及强作用耦合常数 α_s

跟 e 和 μ 子相比, 质量较重的 τ 是目前发现的唯一可以衰变到强子的轻子, 它给我们研究量子色动力学 (QCD) 提供了一个绝佳的途径。这其中最典型的一个结果, 是通过 τ 的 R 值测量而给出 QCD 强作用耦合常数 α_s 在 m_τ 处的数值。这个结果已经成为检验 QCD 的耦合常数 α_s 随着能量跑动规律的一个关键输入值。

τ 衰变到强子的过程 $\tau^- \rightarrow v_\tau H^-$, 可以用来研究 $V-A$ 类型的夸克流在真空和末态强子系统 H^- 之间的矩阵元 $\langle H^- | (V_{ud}\bar{d} + V_{us}\bar{s})\gamma^\mu(1-\gamma_5)u | 0 \rangle$ 。相对于完全由电磁矢量流参与的正负电子湮灭到强子的过程来讲, τ 的强衰变可以让我们同时研究矢量流 (V) 和轴矢量流 (A) 的性质, 并且也使得我们能够分开讨论 Cabibbo 允许和 Cabibbo 压低的过程。

通过对 τ 衰变到含有各种强子末态的过程独立进行分析 (即 τ 的单举衰变过程), 我们可以深入研究丰富的 QCD 非微扰动力学, 尤其是参与其中的共振态粒子性质。实验上通过谱函数的测量来对该类过程进行分析, 它们的定义是 [66]

$$v_1(s)/a_1(s) = \frac{m_\tau^2}{6|V_{CKM}|^2 S_{EW}} \frac{B(\tau^- \rightarrow V^-/Av_\tau)}{B(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e v_\tau)} \frac{dN_{V/A}}{N_{V/A} ds} \left[\left(1 - \frac{s}{m_\tau^2}\right)^2 \left(1 + \frac{2s}{m_\tau^2}\right) \right]^{-1}, \quad (51)$$

$$v_0(s)/a_0(s) = \frac{m_\tau^2}{6|V_{CKM}|^2 S_{EW}} \frac{B(\tau^- \rightarrow V^-/A^-v_\tau)}{B(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e v_\tau)} \frac{dN_{V/A}}{N_{V/A} ds} \left(1 - \frac{s}{m_\tau^2}\right)^{-2}, \quad (52)$$

其中矢量流 v 和轴矢量流 a 的下标 $J=0,1$ 代表了强子系统的总角动量。而 V_{CKM} 在非奇异衰变道中取 V_{ud} , 在奇异道中取 V_{us} 。式中的 $S_{EW} = 1.0201(3)$ 包含了电弱作用的圈图辐射修正 [65]。从上两式可以看出, 谱函数的定义中已经引入了归一化的不变质量谱分布 $dN_{V/A}/(N_{V/A} ds)$ 。

在理论上利用么正性和解析性不难发现, 谱函数与两点关联函数的虚部有着密切关系

$$Im\Pi_{ij,V/A}^{(1,0)}(S) = \frac{1}{2\pi} v_{1,0}/a_{1,0}(s), \quad (53)$$

这里两点关联函数的定义为

$$\begin{aligned} \Pi_{ij,R=V/A}^{\mu\nu}(q) &= i \int d^4x e^{iqx} \langle 0 | T [R_{ij}^\mu(x) R_{ij}^\nu(0)^+] | \rangle \\ &= (-g^{\mu\nu} q^2 + q^\mu q^\nu) \Pi_{ij,R}^{(1)}(q^2) + q^\mu q^\nu \Pi_{ij,R}^{(0)}(q^2), \end{aligned} \quad (54)$$

等式中的上标 $J=0,1$ 代表了强子系统的总角动量, R_{ij}^μ 则代表矢量流 (V) 和轴矢量流 (A), 它们分别为: $V_{ij}^\mu = \bar{q}_i \gamma^\mu q_j$, $A_{ij}^\mu = \bar{q}_i \gamma^\mu \gamma_5 q_j$ 。

将实验上所观测到的所有末态强子的衰变宽度求和起来, 就可以得到 τ 总的强衰变宽度 (即 τ 的遍举强衰变宽度), 继而得到 τ 的 R 值

$$R_\tau \equiv \frac{\Gamma[\tau^- \rightarrow v_\tau \text{hadrons}(\gamma)]}{\Gamma[\tau^- \rightarrow v_\tau e^- \bar{\nu}_e(\gamma)]}, \quad (55)$$

式中 (γ) 表示额外的光子或轻子对。便于理论讨论的处理方法是将 τ 的遍举强衰变宽度写成谱函数对不变质量平方 s 的积分表达式

$$R_\tau = 12\pi \int_0^{m_\tau^2} \frac{ds}{m_\tau^2} \left(1 - \frac{s}{m_\tau^2}\right)^2 \left[\left(1 + 2\frac{s}{m_\tau^2}\right) Im\Pi^{(1)}(s) + Im\Pi^{(0)}(s) \right], \quad (56)$$

注意到上式中的被积函数 (即谱函数) 不能够从 QCD 第一性原理出发进行计算, 因为积分范围包含了 QCD 的非微扰区域。然而这个困难可以通过改写这个积分式加以解决。谱函数 $\Pi^{(J)}(s)$ 的解析性质为:

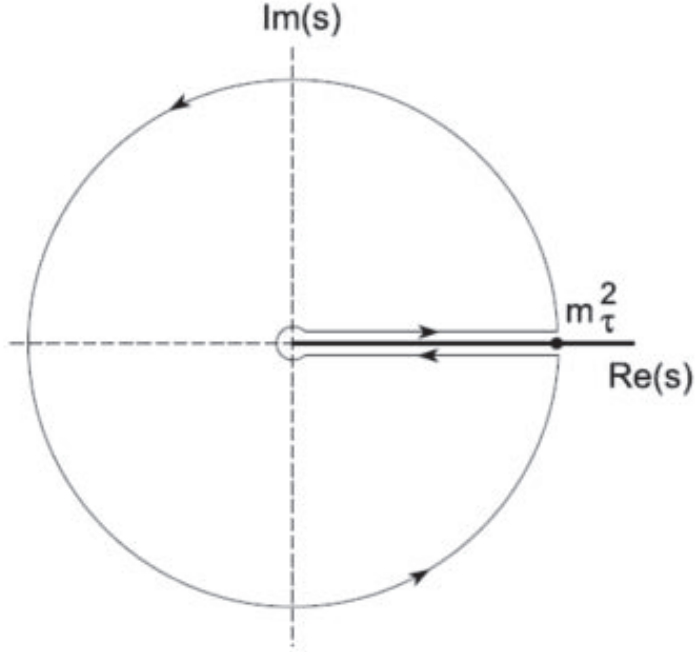


图 14: 谱函数 $\Pi^{(J)}(s)$ 在复平面上的解析结构.

它在整个复平面上除了沿着 s 的正实轴不解析以外, 在其余区域均是解析的, 其解析结构可参见图 14. 利用如果所示的 $\Pi^{(J)}(s)$ 解析结构, 我们可以将沿着实轴的积分 56 改写为复平面上的圈积分

$$R_\tau = 6\pi i \oint_{|s|=m_\tau^2} \frac{ds}{m_\tau^2} \left(1 - \frac{s}{m_\tau^2}\right)^2 \left[\left(1 + 2\frac{s}{m_\tau^2}\right) \Pi^{(0+1)}(s) - 2\frac{s}{m_\tau^2} \Pi^{(0)}(s) \right], \quad (57)$$

R_τ 的积分式 57 比积分式 56 具有明显的优越性, 因为前者只需要知道关联函数 $\Pi^{(J)}(s)$ 在 s 取复数并且其模 $|s| = m_\tau^2$ 时的数值, 在这个能标下 QCD 的非微扰效应远比积分式 56 中的要小很多, 因此我们可以利用 QCD 的算符乘积展开 (OPE) 来计算在积分式 57 中的两点关联函数. 根据不同的夸克流及当前的实验观测现状, R 值通常被分成三个部分进行讨论: $R_\tau = R_{\tau,y} + R_{\tau,A} + R_{\tau,S}$, 其中前两项分别对应 Cabibbo 允许的矢量流和轴矢流部分, 它们在实验上可以通过观测衰变末态中含有 π 介子数目的奇偶性加以区分, 最后一项代表了 Cabibbo 压低的过程, 在实验上通过选取末态中含有奇数个的 K 介子进行测量. 应用 OPE 后, 理论上对 R_τ 的预言通常写为

$$R_{\tau,V/A} = \frac{3}{2} |V_{ud}|^2 S_{EW} (1 + \delta_p + \delta_{NP,V/A}), \quad \delta_{NP,V/A} \equiv \sum_{D=2,4,\dots} \delta_{ud,V/A}^{(D)}, \quad (58)$$

$$R_{\tau,S} = 3 |V_{us}|^2 S_{EW} (1 + \delta_P + \delta_{NP,S}), \quad \delta_{NP,S} \equiv \sum_{D=2,4,\dots} \delta_{us,V/A}^{(D)}, \quad (59)$$

其中 δ_p 代表夸克质量为零时的微扰 QCD 贡献, 而其余的 δ_{NP} 项则包含 OPE 的高阶项, 如夸克质量修正 ($D=2$)

以及非微扰的算符项 ($D \geq 4$) 等. 值得注意的是 ($D \geq 2$) 的 OPE 贡献, 相对于纯微扰 QCD 的贡献 (即 δ_p 项) 很小, 近似可以忽略. 同时又因为 δ_p 又对 α_s 非常敏感, 所以 R_τ 的测量是确定 $\alpha_s(m_\tau^2)$ 数值的一个绝佳手段. 需要说明的一点是, 在理论上对 δ_p 的进行精确计算是一个非常具有挑战性的工作, 这主要体现在如何利用微扰 QCD 给出的 $\Pi^{(J)}(s)$ 来计算公式 57 中的积分. 现行的主要方法有: 固定阶数的微

扰论 (FOPT) 和圈积分改进的微扰论 (CIPT) 等。当前, 理论上对纯微扰 QCD 高阶修正处理的不确定性, 已经是决定强作用耦合常数 $\alpha_s(m_\tau^2)$ 误差的主要来源。

为了充分利用实验上测量的不变质量谱分布, 我们可以通过以下的积分函数来同时分析 $\alpha_s(m_\tau^2)$ 和夸克质量以及 OPE 非微扰有效算符的系数等参量

$$R_\tau^{kl} \equiv \int_0^{M_\tau^2} ds \left(1 - \frac{s}{M_\tau^2}\right)^k \left(\frac{s}{M_\tau^2}\right)^l \frac{dR_\tau}{ds} = R_{\tau,V/A}^{kl} + R_{\tau,S}^{kl}, \quad (60)$$

式中 $k(l) = 0, 1, 2, \dots$ 。通过选取不同的 k 和 l 值组合, 可以有效的增强或者减弱某些能区的数据点在积分中的作用。例如取较低的 k 值时, 高能量部分的谱函数数据点在积分中的比重会增加, 而当选取较高的 k 值时, 则它们的贡献将被压低。利用 Cabibbo 允许的 $R_{\tau,V+A}$, 我们可以较为精确地同时确定 $\alpha_s(m_\tau^2)$ 以及 OPE 的相关非微扰有效算符, 这是因为 u/d 夸克的质量项在 $R_{\tau,V+A}$ 中贡献非常小, 可以忽略。相反对 Cabibbo 压低的 $R_{\tau,S}^{kl}$ 进行分析, 因为奇异夸克的质量会出现在 OPE 表达式中并且它的数值又不是一个小量, 所以可以我们同时抽取 $\alpha_s(m_\tau^2)$ 以及奇异夸克质量 $m_s(m_\tau^2)$ [67]。

通过对 ALEPH 数据的全面和精确分析 [66, 68], 可以得到公式 58 中 $R_{\tau,V+A}$ 的高阶修正大小为 $\delta_{NP} = -0.0059 \pm 0.0014$ 。继续利用 HFAG[69] 给出的 $R_{\tau,V+A} = 3.4712 \pm 0.0079$ 和 $R_{\tau,S} = 0.1614 \pm 0.0028$ 及 $V_{ud} = 0.97425 \pm 0.00022$ [70], 可以得到 $\delta_p = 0.2009 \pm 0.0031$ 。结合 CIPT 和 FOPT 计算给出的 δ_p 和 $\alpha_s(m_\tau^2)$ 的关系, 可以得到 $\alpha_s(m_\tau^2) = 0.331 \pm 0.013$ [64]。如果将这个结果作为重整化群的初始点跑到 Z 质量的能标处, 所得的预言为 $\alpha_s(M_Z^2) = 0.1200 \pm 0.0015$, 这个结果与直接在实验上观测到的值 $\alpha_s(M_Z^2) = 0.1197 \pm 0.0028$ 高度吻合。

§2.3.7 CKM 矩阵元 V_{us}

实验上对 $|\Delta s| = 0$ (Cabibbo 允许) 以及 $|\Delta s| = 1$ (Cabibbo 压低) 的 τ 衰变宽度的分开测量, 给我们抽取 V_{us} 的数值提供了一条捷径。它的精确数值可以通过如下的方法进行确定

$$\delta R_\tau \equiv \frac{R_{\tau,V+A}}{|V_{ud}|^2} - \frac{R_{\tau,S}}{|V_{us}|^2}, \quad (61)$$

其中 δR_τ 可以通过固定阶数的微扰论 (FOPT) 和圈积分改进的微扰论 (CIPT) 这两种办法分别在理论上进行计算, 综合考虑之后的结果为 $\delta R_{\tau,th} = 0.240 \pm 0.032$ 。利用公式 61, 以及实验上得到的 $R_{\tau,V+A}$ 、 $R_{\tau,S}$ [69] 和其他途径得到的 V_{ud} [70], 我们可以计算

$$|V_{us}| = \left(\frac{R_{\tau,S}}{\frac{R_{\tau,V+A}}{|V_{ud}|^2} - \delta R_{\tau,th}} \right) = 0.2173 \pm 0.0020_{exp} \pm 0.0010_{th} = 0.2173 \pm 0.0022, \quad (62)$$

这个数值比从 K_{l3} 衰变过程得到的结果 $|V_{us}| = 0.2238 \pm 0.0011$ [71] 要稍微低一点。背后的原因在于, 这里所用的 $R_{\tau,V+A}$ 和 $R_{\tau,S}$ 是采用了文献 [69] 中所给出的 τ 衰变分支比, 而文献 [69] 主要是采用了 B 工厂 BaBar 和 Belle 的结果。这些 B 工厂给出的分支比相对于 PDG 中的数值稍微低一点, 所以相应所给出的 $R_{\tau,S}$ 和 $|V_{us}|$ 也要低一点。因此如果超级 Z 工厂上对 τ 的各个衰变分支比能够做出更加精确地测量, 无疑可以更进一步的解释这一差别。另外从公式 62 给出的误差可以看出, 当前 $|V_{us}|$ 的最主要误差是由实验观测量 $R_{\tau,V+A}$ 和 $R_{\tau,S}$ 引起的, 因此将来更高亮度的 Z 工厂对于降低 $|V_{us}|$ 的误差将是非常有帮助的。

我们也可以通过 τ 的单举衰变过程来估算 $|V_{us}|$ 的数值。最佳的单举衰变过程为 $\tau^- \rightarrow K^- v_\tau$ 和 $\tau^- \rightarrow \pi^- v_\tau$, 通过这两个过程的衰变宽度之比, 同时考虑高阶辐射修正效应之后可以得到

$$\frac{|V_{us}|}{|V_{ud}|} \frac{F_K}{F_\pi} = 0.2737 \pm 0.0021, \quad (63)$$

如果采用格点给出的 K 和 π 的衰变常数之比 $\frac{F_K}{F_\pi} = 1.193 \pm 0.005$ [72], 以及文献 [70] 中的 V_{ud} , 可以得到 $|V_{us}| = 0.2235 \pm 0.0019$, 这个结果同 K_{l3} 衰变给出的数值相符合。

§2.3.8 矢量流守恒与 μ 子的反常磁矩

μ 子反常磁矩 $a_\mu = (g - 2)/2$ 的实验观测是粒子物理学中高精度测量的一个典型, 其当前的实验值为 $a_\mu^{exp} = (11659208.9 \pm 6.3) \times 10^{-10}$ [73]。这个结果同标准模型的预言值存在着 3.0σ 左右的偏差。一些近期的理论研究和实验结果的对比, 可参见图 15。在 2014 年美国能源部和自然科学基金委员会“粒子物

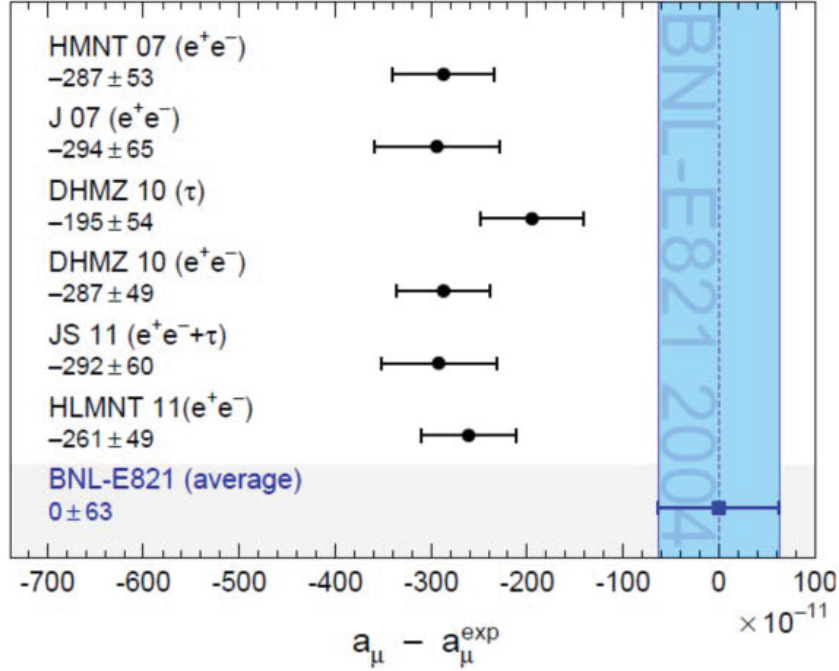


图 15: μ 子反常磁矩的理论研究与实验现状对比, 该图取自于文献 [74]。图中阴影部分代表了当前的实验误差, 其余的理论计算可参见文献 [74]。

理学项目优化小组”(P5) 发布的未来 10 年美国粒子物理发展规划报告中, μ 子反常磁矩的测量是被优先推荐的五个重大实验之一 [75]。所以我们期待不久的将来, μ 子反常磁矩的测量精度会有更大的提升。

在标准模型框架下, μ 子的反常磁矩贡献有三个来源:

$$a_\mu^{SM} = a_\mu^{QCD} + a_\tau^{weak} + a_\tau^{hadron}, \quad (64)$$

它们分别代表 QED、弱作用 (weak) 和强作用 (hadron) 的贡献。这其中 QED 部分包含了所有的光子和带电轻子的圈图效应, 当前这部分的五圈图计算已经全部完成, 其数值为 $a_\mu^{QED} = (11658471.8951 \pm 0.0080) \times 10^{-10}$ [75]。而对于弱作用来讲, 它包含了 W、Z 和 Higgs 等粒子的圈图效应, 最主要的部分是由一圈和两圈图贡献的, 当前理论值为 $a_\tau^{weak} = (15.4 \pm 0.2) \times 10^{-10}$ [75]。在 a_μ^{SM} 的理论计算中, 最大的误差来源是强作用部分 a_τ^{hadron} , 这主要是由 QCD 的非微扰效应所带来的。

强作用贡献的 μ 子反常磁矩 a_τ^{hadron} 对应的费曼图可由图 16 来描述。通常把 a_τ^{hadron} 的贡献继续分成三个方面进行深入讨论,

$$a_\mu^{hadron} = a_\mu^{had,LO} + a_\mu^{had,HO} + a_\mu^{had,LBL}, \quad (65)$$

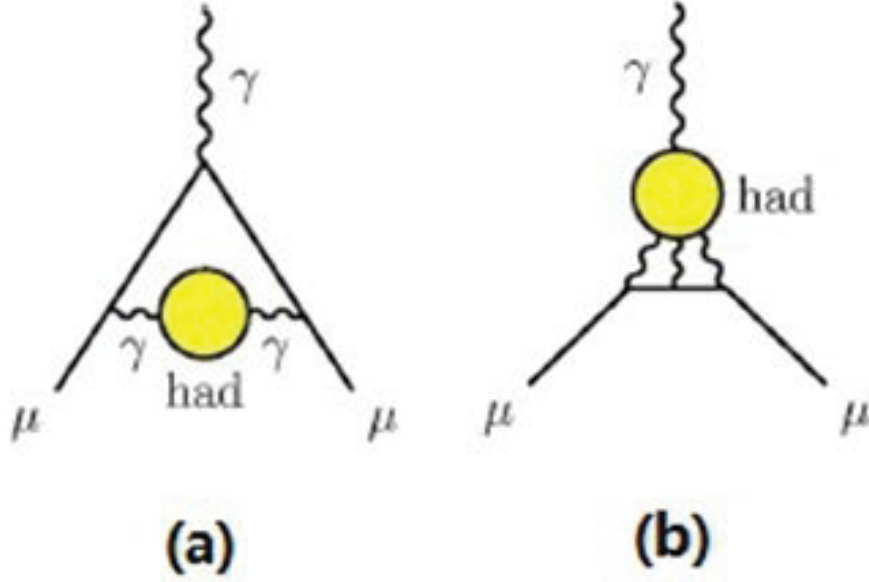


图 16: 强相互作用对于 μ 子反常磁矩的贡献, 其中 (a) 代表强子真空极化部分, (b) 则是强作用贡献的光子 - 光子散射。

它们分别是强子真空极化的领头阶 ($a_\mu^{had,LO}$) 和高阶贡献 ($a_\mu^{had,HO}$), 以及光子 - 光子散射的贡献 ($a_\mu^{had,LBL}$)。

利用真空极化函数的么正性和解析性, 领头阶部分的贡献 $a_\mu^{had,LO}$ 可以通过色散关系由实验上观测到的正负电子湮灭到强子的散射截面 $\sigma(e^+e^- \rightarrow hadrons)$ 或者 τ 的强子谱函数进行计算

$$a_\mu^{had,LO} = \frac{1}{3} \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 \int_{m_\tau^2}^{\infty} ds \frac{K(s)}{s} R^{(0)}(s), \quad (66)$$

其中 $K(s)$ 是一个 QED 的核, 其具体表达式可参见文献 [66], 而 α 则代表精细结构常数。 $R^{(0)}(s) \equiv \sigma^{(0)}(e^+e^- \rightarrow hadrons)/\sigma^{(0)}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ 是“裸”的正负电子湮灭到强子的散射截面与正负电子湮灭到正负 μ 子的截面之比。这里所谓的“裸量”是指在实验测得的散射截面中扣除初态辐射修正、电子的顶点圈图修正以及光子传播子中的真空极化效应等。之所以在计算领头阶贡献时要利用这些已经扣除高阶贡献的裸散射截面, 是因为高阶的贡献在计算 $a_\mu^{had,HO}$ 的时候需要考虑进来, 只有这样做才能保证高阶贡献没有被重复计算。

在不考虑同位旋破坏的情况下, u/d 夸克矢量流 $\bar{q}_i \gamma_\mu q_j$ 是守恒的, 也就意味着从 Cabibbo 允许的 τ 轻子衰变到 $X^- V_\tau$ 末态的矢量谱函数出发, 通过同位旋转动, 我们可以得到正负电子湮灭至 X_0 强子系统的同位旋为 $I = 1$ 分量的散射截面

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow X^0}^{I=1}(s) = \frac{4\pi\alpha^2}{s} v_{1,X^-}(s). \quad (67)$$

这也就表明, 我们可以通过 τ 矢量谱函数的实验测量, 并结合公式 66 和 67 来估计 $a_\tau^{had,LO}$ 的数值。在这些强子衰变道中, 最重要的贡献来源于 $\pi\pi$ 道, 并且这个道也是 $a_\tau^{had,LO}$ 误差的主要来源。另外需要注意的是在高精度计算时, 同位旋破坏效应给 67 带来的修正是非常关键的。这些同位旋破坏效应包括: (1) τ 衰变中的电弱辐射修正; (2) 带电和中性 π 介子之间的质量差别; (3) 带电和中性 ρ 介子之间的质量劈裂; (4) 带电和中性 ρ 介子的衰变宽度由于电磁作用而引起的微小差别; (5) 当比较 τ 和 e^+e^- 的实验数

据时, $\rho - \omega$ 的混合必须要进行仔细考虑, 因为它只出现在 e^+e^- 湮灭的电中性过程。当考虑了这些同位旋破坏效应, 并且将现有的 ALEPH-Belle-CLEO-OPAL 的 τ 和 e^+e^- 数据进行平均后, 它们之间的对比结果可参见图 17 利用同位旋修正后的 τ 数据进行计算, 可以得到 $a_\tau^{had,LO}(\tau) = (701.5 \pm 4.7) \times 10^{-10}$ 。

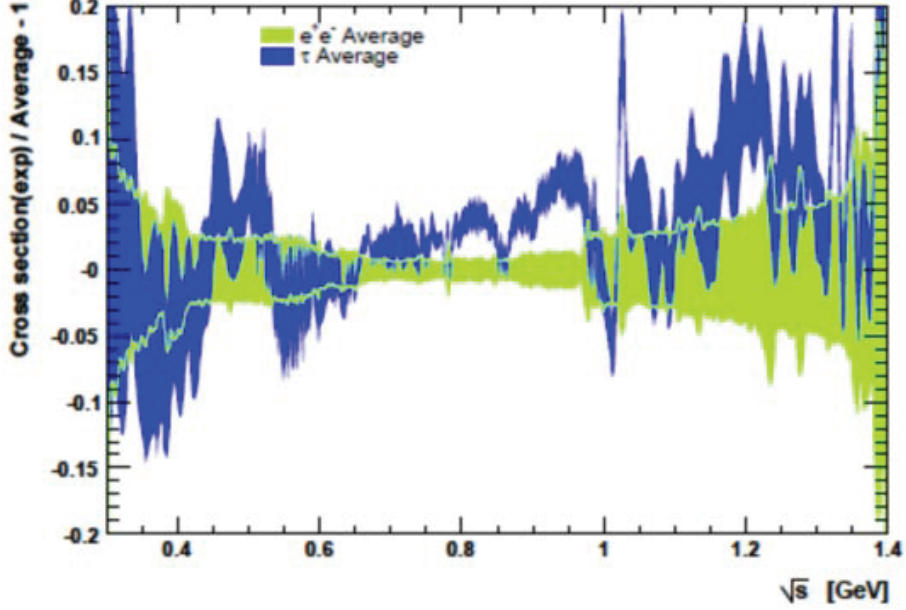


图 17: 现有的 ALEPH-Belle-CLEO-OPAL 的 τ 和 e^+e^- 数据进行平均之后的对比结果, 这些结果已经考虑同位旋破坏效应的修正, 该图取自于文献 [74]。

而利用 e^+e^- 的数据进行计算, 所给出的数值为 $a_\tau^{had,LO}(e^+e^-) = (692.4 \pm 4.1) \times 10^{-10}$ 。这两种办法所得到的 $a_\tau^{had,LO}$ 差别在 1.8σ 范围内, 究竟是何种原因引起的这个差别目前尚未可知。所以高亮度和高精度的超级 Z 工厂, 也许可以对这个问题的进一步澄清。

关于公式 65 中的高阶项 $a_\mu^{had,H0}$, 它的理论计算相对可靠, 其数值为 $a_\mu^{had,H0} = (-9.84 \pm 0.07) \times 10^{-10}$ [77]。但是对于光子 - 光子散射的贡献 $a_\mu^{had,LBL}$, 它的计算结果对模型依赖较大, 主要是因为这是一个涉及四点关联函数的问题, 我们不可以简单的利用色散关系和现有数据对其进行估算。综合利用 OPE、QCD 大 N_c 展开和高能行为限制以及强子的现象学模型等理论工具, 文献 [76] 给出的估计为 $a_\mu^{had,LBL} = (10.5 \pm 2.6) \times 10^{-10}$ 。需要强调的是当前对 $a_\mu^{had,LBL}$ 的估算存在着较强的模型依赖, 不同的方法给出的结果也不尽相同, 如 $a_\mu^{had,LBL} = (8.6 \pm 3.5) \times 10^{-10}$ [78] 和 $a_\mu^{had,LBL} = (13.6 \pm 2.5) \times 10^{-10}$ [79]。

当采用 $a_\mu^{had,LBL} = (10.5 \pm 2.6) \times 10^{-10}$ [78] 以及 $a_\mu^{had,H0} = (-9.84 \pm 0.07) \times 10^{-10}$ [77] 时, 同时结合前面所给出的 a_μ^{QCD} 和 a_μ^{weak} , τ 和 e^+e^- 的数据所给出的最终标准模型理论值为 $a_\mu^{SM}(\tau) = 11659189.4 \pm 5.4$, $a_\mu^{SM}(e^+e^-) = 11659183.2 \pm 4.9$ 。同目前的实验值 $a_\mu^{exp} = (11659208.9 \pm 6.3) \times 10^{-10}$ 相比, $a_\mu^{SM}(\tau)$ 偏离了 2.4σ , 而 $a_\mu^{SM}(e^+e^-)$ 偏离了 3.6σ 。这个偏离虽然一方面强烈暗示着新物理的存在, 但是另一方面应该注意到 QCD 非微扰强作用在确定 a_μ^{SM} 数值过程中所带来的不可忽略的理论误差。因此继续深入对此方面的理论研究, 可以帮助进一步澄清 a_μ^{SM} 与 a_μ^{exp} 之间的偏离所蕴含的物理机制。

§2.3.9 τ 衰变中的 Charged Lepton Flavor Violation (cLFV)

带电轻子味破坏过程(cLFV)是寻找超出粒子物理标准模型的黄金过程, 特别是中微子振荡发现后越来越引起人们的关注。由于 GIM 机制的压低, 即使考虑到中微子振荡后标准模型 cLFV 给出 $\mu \rightarrow e\gamma$ 的

衰变几率仍小于 10^{-54} [80]。但是很多新物理唯象模型可以预言观测到的衰变几率，比如超对称seesaw模型、新 Z' 玻色子模型等预言范围可达 $10^{-10} - 10^{-7}$ [81]。实验上对cLFV过程的寻找，目前最好的上限来自MEG实验，结果为 $BR(\mu \rightarrow e\gamma) < 5.7 \times 10^{-13}$ [82]。但是在 $\tau \rightarrow \mu\gamma$ 和 $\tau \rightarrow e\gamma$ 轻子衰变中，主要来自 B 工厂的实验上限，仅为 10^{-8} 量级水平，对新物理理论模型的约束相对较弱。即使考虑到 $\tau \rightarrow \mu$ 或者 $\tau \rightarrow e$ 与 $\mu \rightarrow e$ 的关联，实验寻找 τ 轻子cLFV衰变仍然可以对新物理模型给出很强的限制，是寻找新物理新相互作用之重要过程。在超级 Z 工厂上，我们可以直接寻找 τ 轻子的cLFV衰变，也可以通过寻找 $Z \rightarrow \tau\mu$ 和 $Z \rightarrow \tau e$ 来研究cLFV过程。按照超级 Z 工厂的设计亮度为 $(1-10) \times 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ，如果利用两个对撞点实验取数，我们预期每年可以产生 $10^{11} - 10^{12}$ Z 粒子，对应于 $3.4 \times (10^9 - 10^{10})$ 个 $\tau^+\tau^-$ 事例产生。

τ 是标准模型三代轻子中最重的，相比 $\mu \rightarrow e$ 衰变过程，在 τ 衰变中研究cLFV为我们提供了更多的可能性。我们不仅可以寻找 $\tau \rightarrow \mu\gamma$ 、 $\tau \rightarrow e\gamma$ 和 $\tau \rightarrow 3\mu(3e)$ 等纯轻子末态过程，而且还可以研究 $\tau \rightarrow h\mu(e)$ 和 $\tau \rightarrow hh'm(e)$ 等含强子或者多强子末态过程。现有实验结果主要来自 B 工厂，测量了多达48个不同衰变模式，这些实验敏感度都已接近 10^{-8} 水平，如图18所示。在超级 Z 工厂上，利用每年的积分亮度数据，对这些cLFV衰变模式的敏感度可以达到 10^{-10} ，而即将运行的Belle-II实验，在运行5到7年的时间后，其预期敏感度为 10^{-9} 。特别对于这些含强子末态衰变道，超级 Z 工厂的敏感度会更好，这主要得益于高重建效率，LEP实验证明 τ 轻子的重建效率的丢失主要来自于探测器的空间覆盖率，其重建效率可以达到80%，比 B 工厂高2倍多。含强子末态的cLFV衰变过程不能够被忽略，这是因为他们不仅限制轻子-轻子耦合的新物理，同时也可以限制轻子-夸克耦合的新物理模型 [84]。最近的研究表明， $\tau \rightarrow lP$ 和 $\tau \rightarrow lPP$ (l 表示电子或者 μ 轻子， P 表示赭标介子)可以对不同的新物理有限制，比如有效偶极项、dimension-six 四费米子算符、有效胶子耦合算符和有效四轻子相互作用等。当然 $\tau \rightarrow \mu\gamma$ 、 $\tau \rightarrow e\gamma$ 和 $\tau \rightarrow 3\mu(3e)$ 等纯轻子末态衰变更是寻找新物理的黄金过程，这些过程没有强相互作用带来的不确定性，实验测量能够更精确地检验新物理理论模型。这里特别强调 $\tau \rightarrow \mu\gamma$ 、 $\tau \rightarrow e\gamma$ 的测量，在超级 B 工厂Belle-II上，实验研究表明最主要本底来自 $e^+e^- \rightarrow \gamma_{ISR}\mu^+\mu^-$ ，其中初态辐射光子 γ_{ISR} 很容易和末态 μ 轻子组合形成本底，这种偶然本底很难在实验上区分开来。而在超级 Z 工厂上，由于 τ 轻子的动量很高，事例拓扑结构很容易排除这种本底，使得实验的显著性增强。总之， τ 轻子cLFV衰变的多样性有助于我们观测他们之间的关联，从而可以更有效地区分和理解新相互作用的机制。

§2.3.10 Z 衰变中的Charged Lepton Flavor Violation (cLFV)

海量 Z 玻色子为研究其味道改变的中性流(Flavor Changing neutral Current, FCNC)过程提供了可能性，特别是 Z 粒子到含轻子末态的味道改变的FCNC过程。在标准模型框架内考虑到中微子振荡效应， $BR(Z \rightarrow e\mu)$ 和 $BR(Z \rightarrow e\tau)$ 大小应该小于 10^{-54} ，而 $BR(Z \rightarrow \mu\tau)$ 为 10^{-60} 以下，极其微小以至于任何现有实验技术不可能观测到。所以实验上任何可以观测到的衰变几率一定暗示新物理的存在。但是新物理唯象模型，比如标准模型加一个惰性中微子("3+1" toy Model), Type-I Inverse Seesaw scenarios等 [85, 86]，都能给出可测量的预言衰变分支比。来自低能实验的约束主要是MEG的 $\mu \rightarrow e\gamma$ 实验上限($BR(\mu \rightarrow e\gamma) < 5.7 \times 10^{-13}$)，对 $Z \rightarrow e\mu$ 的约束很强，在很多新物理模型下该衰变分支比不小于 10^{-10} 。因为 $\tau \rightarrow \mu\mu$ 和 $\tau \rightarrow \mu\gamma$ 的实验上限仅为 10^{-8} 量级，对于 $Z \rightarrow e\tau$ 和 $Z \rightarrow \mu\tau$ 的实验约束较弱。在未来超级 Z 工厂，我们预期有 10^{12} Z 玻色子产生，对于 $Z \rightarrow \mu\tau$ ， $Z \rightarrow e\tau$ 和 $Z \rightarrow e\mu$ 的实验测量敏感度可达 10^{-11} 到 10^{-12} ，而目前的实验上限主要来自LEP1实验，仅为 10^{-6} 。最近ATLAS实验测得 $Z \rightarrow \mu e$ 的实验上限仅为 7.5×10^{-7} [87]，由于高本底的限制使得未来LHC实验的实验敏感度不会超过 10^{-8} 量级 [88]。超级 Z 工厂将提高5-6个数量级，很大程度可以排除新物理模型参数，或者有所发现 [85, 86, 89, 90]。

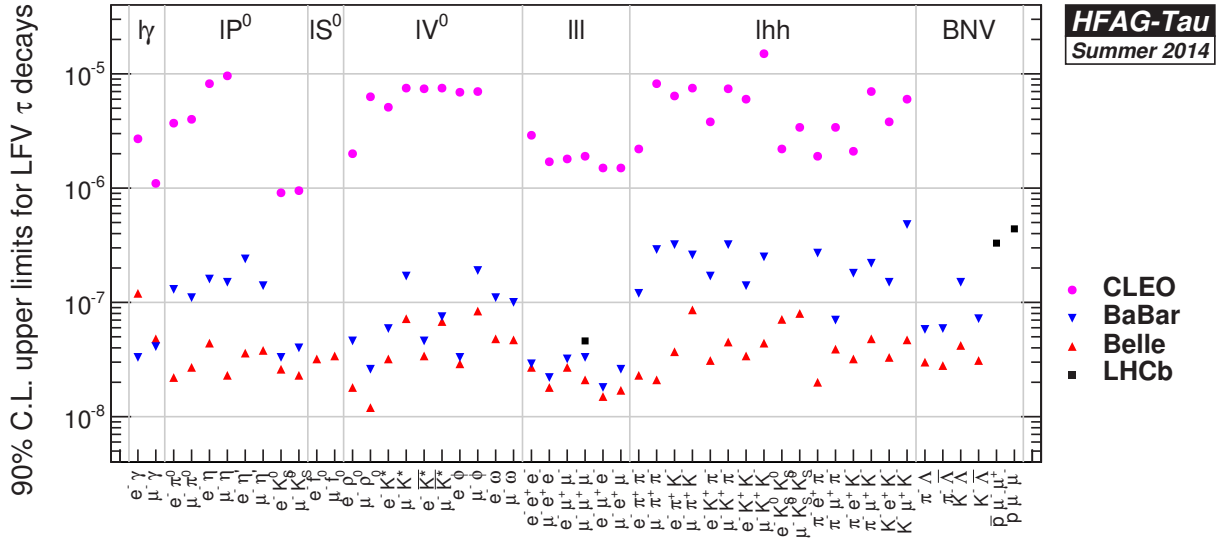


图 18: 对于48个不同的 τ cLFV衰变过程, 不同实验(CLEO, BaBar和Belle)给出的90%置信度实验上限, 数据来自HFAG [83]。

§2.3.11 τ 轻子的电磁和弱电偶极矩

一般情况下, 描述自旋为1/2的带电轻子与虚光子的电磁偶和因子包含以下三部分:

$$\Gamma^\nu = F_1(q^2)\gamma^\nu + \frac{i}{2m_l}F_2(q^2)\sigma^{\nu\mu}q_\mu + \frac{1}{2m_l}F_3(q^2)\sigma^{\nu\mu}q_\mu\gamma^5, \quad (68)$$

这里 $\sigma^{\nu\mu} = \frac{i}{2}(\gamma_\nu\gamma_\mu - \gamma_\mu\gamma_\nu)$, q 时衰变中传递给光子的能量, m_l 是带电轻子的质量。在标准模型的树图近似下, $F_1 = 1$, $F_2 = 0$ 和 $F_3 = 0$ 。然而考虑到高阶修正或者新物理的贡献, F_2 和 F_3 形状因子可以不为零。 q^2 依赖的形状因子可以在实验上测量得到, 在 $q^2 \rightarrow 0$ 的极限下, 我们得到关系: $F_1(0) = 1$, $F_2(0) = a_l$ 和 $F_3(0) = \frac{2m_l d_l^\gamma}{e}$, 其中 a_l 和 d_l^γ 分别是轻子的磁和电偶极矩。同时, 在 Z 质量点上, 我们也可以测量带电轻子与 Z 的有效偶和, 从而得到弱磁和弱电偶极矩, 有效偶和可以表达为 [91]:

$$\mathcal{L}_{\text{wdm}}^Z = -\frac{1}{2 \sin\theta_W \cos\theta_W} Z_\mu \bar{l} \left[i a_l^W \frac{e}{2m_l} \sigma^{\mu\nu} q_\nu + d_l^W \sigma^{\mu\nu} \gamma_5 q_\nu \right] l. \quad (69)$$

对于 τ 轻子来说, 弱磁矩 a_τ^W 和CP破坏项弱电偶极矩 d_τ^W 已经在LEP实验开始寻找, 下面我们会详细讨论。

- $(g-2)_\tau$: τ 轻子的反常磁矩

轻子的反常磁矩的实验和理论研究一直以来是精确检验标准模型的最重要可测量之一。特别是 μ 的反常磁矩的实验测量已经达到0.54ppm, 未来的实验敏感度可以达到0.1ppm。而目前实验测量和理论预言相差约 3σ , 越来越引起实验和理论的重视, 是最热门的前沿领域之一。作为最重的轻子, τ 的反常磁矩一直以来没有被测量到, 原因是 τ 轻子的寿命很短, 不能像电子和 μ 粒子那样在衰变之前测量其在磁场中的自旋轴进动。

类比 μ $g-2$, 对于 τ , 标准模型给出类似的预言 [92]:

$$a_\tau^{\text{SM}} = a_\tau^{\text{QED}} + a_\tau^{\text{EW}} + a_\tau^{\text{HLO}} + a_\tau^{\text{HHO}} = 117721(5) \times 10^{-8}, \quad (70)$$

每一项的理论预言为：

$$\begin{aligned}
a_\tau^{\text{QED}} &= 117324(2) \times 10^{-8}, \\
a_\tau^{\text{EW}} &= 47.4(5) \times 10^{-8}, \\
a_\tau^{\text{HLO}} &= 337.5(3.7) \times 10^{-8}, \\
a_\tau^{\text{HHO}}(\text{lbl}) &= 5(3) \times 10^{-8},
\end{aligned} \tag{71}$$

式中 a_τ^{QED} 表示量子电动力学相互作用(QED)的贡献,精度达到三圈 [93], a_τ^{EW} 是电弱精确到两圈图的贡献 [92, 94], a_τ^{HLO} 和 a_τ^{HHO} 分别是领头阶和高阶强相互作用贡献,其中 a_τ^{HLO} 利用色散关系从低能 e^+e^- 湮灭到单举强子末态截面得到 [92], 而 a_τ^{HHO} 只能依赖强相互作用唯象模型估算 [95], 值得庆幸的是 a_τ^{HHO} 贡献很小仅为 5×10^{-8} (来自Light-By-Light scatter (lbl)模型依赖估算), 在目前和未来实验精度下可以忽略。对于 $(g-2)_\tau$ 主要贡献来自可以精确计算的 a_τ^{QED} 项, 其次是 a_τ^{HLO} , 它可以从实验数据得到, 再其次是电弱项 a_τ^{EW} , 也可以精确计算得到。

实验最好的直接测量来自LEP II的DELPHI实验 [96], 利用在183和208 GeV质心能量测量的 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ 截面抽取的实验值: $-0.052 < a_\tau < 0.013$ (95%置信度)或者是 $a_\tau = -0.018(17)$, 实验方法详见文献 [97]。对比理论预言, 实验敏感度仍然相差一个量级。未来超级Z工厂的实验敏感度为 10^{-6} 或者以下, 对比超级B工厂Belle-II, 由于在Z能量点双光子过程的截面高, 重建效率高, 对于 $(g-2)_\tau$ 的测量超级Z工厂要更好 [98], 当然这还有待进一步的实验研究。除去以上方法外, 还可以通过研究 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 过程, 研究 τ 轻子对衰变末态的角动量分布抽取其反常磁矩, 详细方法见文献 [99, 100]。另外, 我们还可以通过测量 τ 轻子的纯轻辐射衰变 $\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu}\gamma$ 或者 $\tau \rightarrow \mu\nu\bar{\nu}\gamma$ 来研究 $(g-2)_\tau$ [101], 实验可以测量末态电子或者 μ 轻子能量依赖的微分宽度, 而 $(g-2)_\tau$ 对能量依赖的衰变形状因子特别敏感。在 τ 的静止系内并且当电子和辐射光子背对背时, 末态轻子的能量最大, $(g-2)_\tau$ 对该能点的微分宽度最敏感, 所以通过测量这一能量依赖的微分宽度可以标定出 $(g-2)_\tau$ 值是否非零 [102, 103], 这种方法需要海量Z粒子衰变到动量高的 τ 粒子, 并且要求探测器对末态光子和轻子的分辨率要高, 实验的敏感度依赖于探测器的设计, 有待进一步实验模拟研究。

- τ 轻子的电偶极矩和弱偶极矩

实验上已经在夸克部分发现CP破坏, 理论上标准模型的CKM矩阵可以很好地描述实验测量, 在标准模型框架下CP破坏的根源来自CKM矩阵弱相角, 而标准模型没有预言轻子部分CP破坏的存在。但是我们还不清楚CP破坏的真正根源, 所以寻找轻子的产生和衰变中的CP破坏至关重要, 也是寻找新物理的重要渠道。到目前为止, 我们还没有发现超出标准模型的CP破坏来源。对于轻子部分, 标准模型并不能预言可观测的CP破坏值, 考虑到三圈及其以上高阶修正标准模型预言在 τ 轻子的电偶极矩 $d_\tau^e < 10^{-34}e \cdot \text{cm}$ [104]。但是考虑到新物理的贡献 [105, 106], 比如Leptoquark, SUSY, left-right symmetric 和Higgs多重态模型等, 都能给出可观测的物理预言。实验上对于电子和 μ 轻子的电偶极矩最好的限制为:

$$|d_e^e| < 8.7 \times 10^{-29} e \cdot \text{cm}, \quad d_\mu^e = (-0.1 \pm 0.9) \times 10^{-19} e \cdot \text{cm} \tag{72}$$

这些实验值对新物理给出很强的约束。但是对于 τ 轻子的电偶极矩, 由于寿命短, 实验上和测量它的反常磁矩一样困难。目前世界上最好的实验上限来自Belle, 他们利用 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 过程, 通过构造Triple-momentum 和自旋关联量来测量形状因子 $F_3(s)$ [107], 得到:

$$-0.22 < \text{Re}(d_\tau) < 0.45 \quad (10^{-16}e \cdot \text{cm}), \quad -0.25 < \text{Im}(d_\tau) < 0.08 \quad (10^{-16}e \cdot \text{cm}) \tag{73}$$

在超级B工厂上, 利用 50 ab^{-1} 积分亮度, 这一过程可以给出 $\text{Re}(d_\tau) \sim 3 \times 10^{-19} e \cdot \text{cm}$ [108]。同样,

利用这一过程超级Z工厂的实验显著性可以类比即将运行的Belle-II实验。但在超级Z工厂上，我们还可以利用双光子过程 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ 来进行测量，实验显著性在 $10^{-19} e \cdot \text{cm}$ 左右[98]。

对于 τ 轻子的弱偶极矩，最新的研究表明可以利用Z峰上的数据研究 $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ 产生及其衰变过程[109]，通过其产生方向和衰变平面可以构造CP-odd或者T-odd观测量，来测量形状因子，从而抽取CP破坏项弱电偶极矩 d_τ^W 。LEP曾试图构造类似的可测量，ALEPH collaboration得到最好的实验上限为[110]:

$$\begin{aligned} |\text{Re}(a_\tau^W)| &< 1.1 \times 10^{-3}, \quad |\text{Im}(a_\tau^W)| < 2.7 \times 10^{-3} \\ |\text{Re}(d_\tau^W)| &< 0.5 \times 10^{-17} e \cdot \text{cm}, \quad |\text{Im}(d_\tau^W)| < 1.1 \times 10^{-17} e \cdot \text{cm} \end{aligned} \quad (74)$$

未来超级Z工厂利用 $10^{10} Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ 衰变事例，至少可以提高2个数量级，将对很多新物理模型给出约束。

§2.3.12 τ 轻子衰变中的CP破坏

电弱偶极矩 d_τ^V 和 d_τ^W 如果非零将表明 τ 的产生中有CP破坏，而CP破坏也可能发生在 τ 的衰变中。我们可以通过测量正反 τ 轻子衰变几率的不对称性、角分布或者是极化的不对称性、T(CP)-odd变量、Dalitz图分布的不对称性等来构造CP破坏可测量 [111, 112, 113]。如果未来超级正负电子对撞机上电子或者正电子束是极化的，联合电子的纵向极化矢量和 τ 轻子衰变末态动量分布可以构造T-odd products, 对比 τ^+ 和 τ^- 正反粒子的T-odd量分布的不对称性可以用来测量CP破坏，极化束流可以最大程度上提高CP破坏的显著性。以 $\tau^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\nu$ 衰变为例，T-odd点积： $\omega_{e^-} \cdot (p_{\pi^-} \times p_{\pi^0})$ (ω_{e^-} 为电子束的极化矢量； p_{π^-} 和 p_{π^0} 为末态粒子的三动量)。特别是在Z峰上，实验上可以确定 τ 粒子的产生方向或者是极化矢量方向， τ 的运动或者极化方向也可以用来构造点积，从而利用更多的测量信息来测量CP破坏，相关详细论述参见文献 [111]。如果束流是非极化的，我们可以直接测量 τ^+ 和 τ^- 正反粒子衰变分宽度的不对称性，当然比起末态粒子角分布和极化信息，测量分宽度的不对称敏感度更依赖于统计量。最近BaBar合作组测量了 $\tau^+ \rightarrow \pi^+ K_S \bar{\nu}_\tau$ 分宽度不对称 [114]，结果为:

$$\mathcal{A}_\tau = \frac{\Gamma(\tau^+ \rightarrow \pi^+ K_S \bar{\nu}_\tau) - \Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- K_S \bar{\nu}_\tau)}{\Gamma(\tau^+ \rightarrow \pi^+ K_S \bar{\nu}_\tau) + \Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- K_S \bar{\nu}_\tau)} = (-0.36 \pm 0.23 \pm 0.11)\%, \quad (75)$$

这一实验结果比标准模型的预言相差 2.8σ ，在标准模型的框架下考虑到 $K^0-\bar{K}^0$ 振荡造成的CP破坏，其预言为： $\mathcal{A}_\tau = (0.36 \pm 0.01)\%$ [115, 116, 117]。是否有新物理存在 [118]？但是Belle合作组的测量却发现与标准模型一致，我们需要更大统计量去进一步精确测量所有 τ 到含强子末态半轻衰变的CP不对称性，从而验证是否有新的CP破坏相角 [119]，超级Z工厂的实验敏感度在 10^{-4} 以下。

即使初始电子没有极化，但可以测量角分布依赖的分宽度，比如Belle实验测量了末态粒子角分布 [119]。在Z工厂上，我们不但像Belle一样测定 τ 衰变的角分布，还可以测定 τ 的产生方向，利用完整的角分布信息，实验上测量结果的显著性得以提高。详细的理论和实验讨论参见文献 [120, 121]。同时，通过构造T(CP)-odd等更多的实验观测量，和同时重建 $\tau^+\tau^-$ 对，利用角分布和 τ 极化的关联性来研究CP破坏，这些有待进一步实验和理论探讨，一些初步分析见文献 [122]。

总之，在Z峰上实验研究 τ 粒子产生和衰变有以下优点（相比其他味工厂）：(1): 产生截面大(1.5nb)，有明显的事例拓扑结构，即背对背最明显；(2)： τ 从产生到衰变顶点距离最远(2mm)；(3) 可以很好地重建 τ 的产生方向；(3) 非 τ 对本底很低（低于1%）；(4) 重建效率可以达到80%，对 τ 对产生数目的估计基本上不依赖于MC模拟；(5) 对 τ 衰变中带电子末态的识别最好；(6) 对 K_L 具有很好的鉴别能力。但Z峰上实验研究 τ 也有缺点：主要有两点：(1) 多叉事例末态径迹相互间有较大的重叠；(2) 对单个带电强子的识别具有挑战性。但是总起来说，在相同统计量下Z工厂的测量不管在很多方面都比B工厂要好，特别

是角分布依赖的CP破坏测量，由于上述优点，其显著性明显好与B工厂，这些需要进一步的模拟验证和理论分析。

§2.4 量子色动力学

§2.4.1 喷注物理和 α_s 测量

§2.4.2 碎裂函数的研究

在反应理论描述中，部分子分布函数与碎裂函数是两个最重要的物理量。由于它们形式由非微扰QCD决定，目前还只能依赖参数化与模型计算，精确的实验测量不仅是确定参数化形式的关键，而且是检验发展非微扰QCD理论的重要场所，同时也是准确寻找新物理所需的必要条件。目前人们对部分子分布函数与碎裂函数的研究都由原来的一维深入到三维，也就是研究所谓的横动量依赖的(transverse momentum dependent: TMD)的分布函数与碎裂函数，相应的反应过程也由单举深入到半单举过程。研究分布函数最有利的过程就是轻子强子深度非弹性散射过程，对碎裂函数最合适的就是 e^+e^- 湮灭过程，特别是在 Z^0 阈附近，产生的夸克反夸克是极化的，是研究包括自旋依赖的碎裂函数最理想的场所。

与分布函数相比，碎裂函数由于产生强子的种类繁多，包含有各种味道各种自旋的强子，从而使其内涵更加丰富多彩。也正因为此，目前实验的研究相对匮乏，留给未来加速器研究很好的机会，可以预言，随着加速器实验的深入开展，碎裂函数的研究将成为强子物理研究的一个重要前沿领域。

(一) 由夸克关联子定义的碎裂函数

与部分子分布函数类似，碎裂函数有严格的场算符定义，它的不同分量可以由夸克-夸克关联子定义。对碎裂过程，关联子为，

$$\hat{\Xi}^{(0)}(k_F; p, S) = \frac{1}{2\pi} \sum_X \int d^4\xi e^{-ik_F\xi} \langle 0 | \mathcal{L}^\dagger(0, \infty) \psi(0) | hX \rangle \langle hX | \bar{\psi}(\xi) \mathcal{L}(\xi, \infty) | 0 \rangle. \quad (76)$$

式中 k_F 和 p 分别是碎裂夸克和强子的四动量。我们这个夸克-夸克关联子 $\hat{\Xi}^{(0)}(k_F; p, S)$ 在 γ -矩阵下展开，即，

$$\hat{\Xi}^{(0)}(k_F; p, S) = \frac{1}{2} [\Xi_S^{(0)}(k_F; p, S) + \gamma_5 \Xi_{PS}^{(0)}(k_F; p, S) + \gamma^\alpha \Xi_\alpha^{(0)}(k_F; p, S) + \gamma_5 \gamma^\alpha \tilde{\Xi}_\alpha^{(0)}(k_F; p, S) + \sigma^{\alpha\beta} \Xi_{T\alpha\beta}^{(0)}(k_F; p, S)]. \quad (77)$$

然后对不同自旋的强子 h ，写出其Lorentz协变的一般形式，就可以给出碎裂函数的不同分量。下面我们给出自旋为0、1/2和1三种情况的结果，我们只考虑对纵动量分数 z 和横动量 $k_{F\perp}$ 的依赖。

对自旋为0的强子，我们有，

$$\Xi_S^{(0)}(z, k_{F\perp}; p) = ME(z, k_{F\perp}), \quad (78)$$

$$\Xi_{PS}^{(0)}(z, k_{F\perp}; p) = 0, \quad (79)$$

$$\Xi_\alpha^{(0)}(z, k_{F\perp}; p) = p_\alpha D_1(z, k_{F\perp}) + k_{F\perp\alpha} D^\perp(z, k_{F\perp}) + \frac{M^2}{p^+} n_\alpha D_3(z, k_{F\perp}), \quad (80)$$

$$\tilde{\Xi}_\alpha^{(0)}(z, k_{F\perp}; p) = -\varepsilon_{\perp\alpha\beta} k_{F\perp}^\beta G^\perp(z, k_{F\perp}), \quad (81)$$

$$\Xi_{T\rho\alpha}^{(0)}(z, k_{F\perp}; p) = -\frac{p_{[\rho} \varepsilon_{\perp\alpha]\beta} k_{F\perp}^\beta}{M} H_1^\perp(z, k_{F\perp}) - M \varepsilon_{\perp\rho\alpha} H(z, k_{F\perp}) - \frac{M^2}{p^+} \frac{n_{[\rho} \varepsilon_{\perp\alpha]\beta} k_{F\perp}^\beta}{M} H_3^\perp(z, k_{F\perp}). \quad (82)$$

总共8项，其中twist-2的两项， $D_1(z, k_{F\perp})$ 和 $H_1^\perp(z, k_{F\perp})$ ，分别是我们熟知非极化的碎裂函数和横向极化的夸克碎裂时有贡献的Collins函数。

表 3: 自旋为1/2的粒子的8个leading twist张量极化依赖的碎裂函数分量

quark polarization	hadron polarization	TMD FFs	integrated over $\vec{k}_{F\perp}$	name
U	U	$D_1(z, k_{F\perp})$	$D_1(x)$	number density
	T	$D_{1T}^\perp(z, k_{F\perp})$	\times	
L	L	$G_{1L}(z, k_{F\perp})$	$G_{1L}(x)$	spin transfer (longitudinal)
	T	$G_{1T}^\perp(z, k_{F\perp})$	\times	
T	U	$H_1^\perp(z, k_{F\perp})$	\times	Collins function
	$T(\parallel)$	$H_{1T}(z, k_{F\perp})$	$H_{1T}(x)$	spin transfer (transverse)
	$T(\perp)$	$H_{1T}^\perp(z, k_{F\perp})$		
L	$H_{1L}^\perp(z, k_{F\perp})$	\times		

对自旋为1/2的强子，碎裂函数与核子的分布函数形成一一对应关系，碎裂过程的夸克-夸克关联子展开式为，

$$\Xi_S^{(0)}(z, k_{F\perp}; p, S) = M \left[E(z, k_{F\perp}) + \frac{\varepsilon_{\perp\rho\sigma} k_{F\perp}^\rho S_T^\sigma}{M} E_T^\perp(z, k_{F\perp}) \right], \quad (83)$$

$$\Xi_{PS}^{(0)}(z, k_{F\perp}; p, S) = M \left[\lambda E_L(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_T}{M} E_T(z, k_{F\perp}) \right], \quad (84)$$

$$\begin{aligned} \Xi_\alpha^{(0)}(z, k_{F\perp}; p, S) = & p_\alpha \left[D_1(z, k_{F\perp}) + \frac{\varepsilon_{\perp\rho\sigma} k_{F\perp}^\rho S_T^\sigma}{M} D_{1T}^\perp(z, k_{F\perp}) \right] + k_{F\perp\alpha} \left[D^\perp(z, k_{F\perp}) + \frac{\varepsilon_{\perp\rho\sigma} k_{F\perp}^\rho S_T^\sigma}{M} D_T^{\perp 1}(z, k_{F\perp}) \right], \\ & + \varepsilon_{\perp\alpha\rho} k_{F\perp}^\rho \left[\lambda D_L^\perp(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_T}{M} D_T^{\perp 2}(z, k_{F\perp}) \right] + \frac{M^2}{p^+} n_\alpha \left[D_3(z, k_{F\perp}) + \frac{\varepsilon_{\perp\rho\sigma} k_{F\perp}^\rho S_T^\sigma}{M} D_{3T}^\perp(z, k_{F\perp}) \right], \end{aligned} \quad (85)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\Xi}_\alpha^{(0)}(z, k_{F\perp}; p, S) = & p_\alpha \left[\lambda G_{1L}(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_T}{M} G_{1T}^\perp(z, k_{F\perp}) \right] + M S_{T\alpha} G_T'(z, k_{F\perp}) - \varepsilon_{\perp\alpha\beta} k_{F\perp}^\beta G^\perp(z, k_{F\perp}) \\ & + k_{F\perp\alpha} \left[\lambda G_L^\perp(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_T}{M} G_T^\perp(z, k_{F\perp}) \right] + \frac{M^2}{p^+} n_\alpha \left[\lambda G_{3L}(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_T}{M} G_{3T}^\perp(z, k_{F\perp}) \right], \end{aligned} \quad (86)$$

$$\begin{aligned} \Xi_{T\rho\alpha}^{(0)}(z, k_{F\perp}; p, S) = & p_{[\rho} S_{T\alpha]} H_{1T}(z, k_{F\perp}) - \frac{p_{[\rho} \varepsilon_{\perp\alpha]\beta} k_{F\perp}^\beta}{M} H_1^\perp(z, k_{F\perp}) + \frac{p_{[\rho} k_{F\perp\alpha]}}{M} \left[\lambda h_{1L}^\perp(z, k_{F\perp}) - \frac{k_{F\perp} \cdot S_T}{M} h_{1T}^\perp(z, k_{F\perp}) \right] \\ & + S_{T[\rho} k_{F\perp\alpha]} H_T^\perp(z, k_{F\perp}) - M \varepsilon_{\perp\rho\alpha} H(z, k_{F\perp}) + \bar{n}_{[\rho} n_{\alpha]} \left[M \lambda H_L(z, k_{F\perp}) - k_{F\perp} \cdot S_T H_T(z, k_{F\perp}) \right] \\ & + \frac{M^2}{p^+} \left\{ n_{[\rho} S_{T\alpha]} H_{3T}(z, k_{F\perp}) + \frac{n_{[\rho} k_{F\perp\alpha]}}{M} \left[\lambda H_{3L}^\perp(z, k_{F\perp}) - \frac{k_{F\perp} \cdot S_T}{M} H_{3T}^\perp(z, k_{F\perp}) \right] - \frac{n_{[\rho} \varepsilon_{\perp\alpha]\beta} k_{F\perp}^\beta}{M} H_3^\perp(z, k_{F\perp}) \right\} \end{aligned} \quad (87)$$

共有32个分量，其中8个是twist 2，16个是twist 3，剩余的8个是twist 4。表中列出twist 2的8个。

如果考虑自旋为1的介子产生，强子的极化包含矢量极化和张量极化两个部分，矢量极化与自旋为1/2的强子一样，由思维极化矢量 S 描述，张量极化则由一个Lorentz标量 $S_L L$ ，一个矢量 S_{LT} 和一个张量 S_{TT} 描述，它们分别具有1、2、2个独立分量和相应的物理意义。此时，碎裂函数也将分解为依赖于极化矢量 S 部分和依赖于张量极化的部分。依赖于矢量极化部分形式上与自旋1/2情形下完全相同，依赖张量极化的部

分由下式给出,

$$z\Xi^{T(0)}(z, k_{F\perp}; p, S) = M \left[S_{LL} E_{LL}(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{LT}}{M} E'_{LT}(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{TT} \cdot k_{F\perp}}{M^2} E'_{TT}(z, k_{F\perp}) \right], \quad (88)$$

$$z\tilde{\Xi}^{T(0)}(z, k_{F\perp}; p, S) = M \left[\frac{\epsilon_{\perp}^{k_F S_{LT}}}{M} E'_{LT}(z, k_{F\perp}) + \frac{\epsilon_{\perp} k_{F\perp} \alpha k_{\beta} S_{TT}^{\alpha\beta}}{M^2} E'_{TT}(z, k_{F\perp}) \right], \quad (89)$$

$$\begin{aligned} z\Xi_{\alpha}^{T(0)}(z, k_{F\perp}; p, S) &= p^+ \bar{n}_{\alpha} \left[S_{LL} D_{1LL}(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{LT}}{M} D'_{1LT}(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{TT} \cdot k_{F\perp}}{M^2} D'_{1TT}(z, k_{F\perp}) \right] \\ &+ k_{F\perp \alpha} \left[S_{LL} D_{LL}(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{LT}}{M} D'_{LT}(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{TT} \cdot k_{F\perp}}{M^2} D'_{TT}(z, k_{F\perp}) \right] \\ &+ M S_{LT\alpha} D_{LT}(z, k_{F\perp}) + k_{F\perp}^{\rho} S_{TT\rho\alpha} D'_{TT}(z, k_{F\perp}) \\ &+ \frac{M^2}{p^+} n_{\alpha} \left[S_{LL} D_{3LL}(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{LT}}{M} D'_{3LT}(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{TT} \cdot k_{F\perp}}{M^2} D'_{3TT}(z, k_{F\perp}) \right], \end{aligned} \quad (90)$$

$$\begin{aligned} z\tilde{\Xi}_{\alpha}^{T(0)}(z, k_{F\perp}; p, S) &= p^+ \bar{n}_{\alpha} \left[\frac{\epsilon_{\perp}^{k_{F\perp} S_{LT}}}{M} G'_{1LT}(z, k_{F\perp}) + \frac{\epsilon_{\perp} k_{F\perp \rho} k_{F\perp \sigma} S_{TT}^{\rho\sigma}}{M^2} G'_{1TT}(z, k_{F\perp}) \right] \\ &+ \epsilon_{\perp \alpha \rho} k_{F\perp}^{\rho} \left[S_{LL} G'_{LL}(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{LT}}{M} G'_{LT}(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{TT} \cdot k_{F\perp}}{M^2} G'_{TT}(z, k_{F\perp}) \right] \\ &+ M \epsilon_{\perp \alpha \rho} S_{LT}^{\rho} G'_{LT}(z, k_{F\perp}) + \epsilon_{\perp \alpha \rho} k_{F\perp \sigma} S_{TT}^{\rho\sigma} G'_{TT}(z, k_{F\perp}) \\ &+ \frac{M^2}{p^+} n_{\alpha} \left[\frac{\epsilon_{\perp}^{k_{F\perp} S_{LT}}}{M} G'_{3LT}(z, k_{F\perp}) + \frac{\epsilon_{\perp} k_{F\perp \rho} k_{F\perp \sigma} S_{TT}^{\rho\sigma}}{M^2} G'_{3TT}(z, k_{F\perp}) \right], \end{aligned} \quad (91)$$

$$\begin{aligned} z\Xi_{\rho\alpha}^{T(0)}(z, k_{F\perp}; p, S) &= \frac{p^+ \bar{n}_{[\rho} \epsilon_{\perp \alpha]} \sigma k_{F\perp}^{\sigma}}{M} \left[S_{LL} H'_{1LL}(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{LT}}{M} H'_{1LT}(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{TT} \cdot k_{F\perp}}{M^2} H'_{1TT}(z, k_{F\perp}) \right] \\ &+ p^+ \bar{n}_{[\rho} \epsilon_{\perp \alpha]} \sigma S_{LT}^{\sigma} H'_{1LT}(z, k_{F\perp}) + \frac{p^+ \bar{n}_{[\rho} \epsilon_{\perp \alpha]} \sigma k_{F\perp \delta} S_{TT}^{\sigma\delta}}{M} H'_{1TT}(z, k_{F\perp}) \\ &+ M \epsilon_{\perp \rho \alpha} \left[S_{LL} H_{LL}(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{LT}}{M} H_{LT}(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{TT} \cdot k_{F\perp}}{M^2} H_{TT}(z, k_{F\perp}) \right] \\ &+ \bar{n}_{[\rho} n_{\alpha]} \left[\epsilon_{\perp}^{k_{F\perp} S_{LT}} H'_{LT}(z, k_{F\perp}) + \frac{\epsilon_{\perp} k_{F\perp \delta} k_{F\perp \sigma} S_{TT}^{\sigma\delta}}{M} H'_{TT}(z, k_{F\perp}) \right] \\ &+ \frac{M^2}{p^+} \left\{ \frac{n_{[\rho} \epsilon_{\perp \alpha]} \sigma k_{F\perp}^{\sigma}}{M} \left[S_{LL} H'_{3LL}(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{LT}}{M} H'_{3LT}(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{TT} \cdot k_{F\perp}}{M^2} H'_{3TT}(z, k_{F\perp}) \right] \right. \\ &\left. + n_{[\rho} \epsilon_{\perp \alpha]} \sigma S_{LT}^{\sigma} H'_{3LT}(z, k_{F\perp}) + \frac{n_{[\rho} \epsilon_{\perp \alpha]} \sigma k_{F\perp \delta} S_{TT}^{\sigma\delta}}{M} H'_{3TT}(z, k_{F\perp}) \right\}. \end{aligned} \quad (92)$$

总共有40个分量, 其中twist 2的10个, twist 3的20个, twist 4的10个. 下表给出twist 2的十个分量.

如果我们对横动量积分 d^2k_{\perp} , 我们得到一维碎裂函数的情形. 矢量极化部分为,

$$z\Xi_S^{V(0)}(z; p, S) = M E(z), \quad (93)$$

$$z\Xi_{PS}^{V(0)}(z; p, S) = \lambda M E_L(z), \quad (94)$$

$$z\Xi_{\alpha}^{V(0)}(z; p, S) = p_{\alpha} D_1(z) + M \epsilon_{\perp \alpha \rho} S_T^{\rho} D_T(z) + \frac{M^2}{p^+} n_{\alpha} D_3(z), \quad (95)$$

$$z\tilde{\Xi}_{\alpha}^{V(0)}(z; p, S) = \lambda p_{\alpha} G_{1L}(z) + M S_{T\alpha} G_T(z) + \lambda \frac{M^2}{p^+} n_{\alpha} G_{3L}(z), \quad (96)$$

$$z\Xi_{T\rho\alpha}^{V(0)}(z; p, S) = p_{[\rho} S_{T\alpha]} H_{1T}(z) - M \epsilon_{\perp \rho \alpha} H(z) + \lambda M \bar{n}_{[\rho} n_{\alpha]} H_L(z) + \frac{M^2}{p^+} n_{[\rho} S_{T\alpha]} H_{3T}(z). \quad (97)$$

表 4: 自旋为1的粒子的10个leading twist张量极化依赖的碎裂函数分量

quark polarization	hadron polarization	TMD FFs	integrated over $\vec{k}_{F\perp}$	name
U	LL	$D_{1LL}(z, k_{F\perp})$	$D_{1LL}(z)$	spin alignment
	LT	$D_{1LT}^\perp(z, k_{F\perp})$	\times	
	TT	$D_{1TT}^\perp(z, k_{F\perp})$	\times	
L	LT	$G_{1LT}^\perp(z, k_{F\perp})$	\times	
	TT	$G_{1TT}^\perp(z, k_{F\perp})$	\times	
T	LL	$H_{1LL}^\perp(z, k_{F\perp})$	\times	
	LT	$H_{1LT}(z, k_{F\perp}), H_{1LT}^\perp(z, k_{F\perp})$	$H_{1LT}(z)$	
	TT	$H_{1TT}^\perp(z, k_{F\perp}), H_{1TT}^{\perp\perp}(z, k_{F\perp})$	\times	

张量极化部分为,

$$z\tilde{\Xi}_S^{T(0)}(z; p, S) = MS_{LL}E_{LL}(z), \quad (98)$$

$$z\tilde{\Xi}_{PS}^{T(0)}(z; p, S) = 0, \quad (99)$$

$$z\tilde{\Xi}_\alpha^{T(0)}(z; p, S) = p_\alpha S_{LL}D_{1LL}(z) + MS_{LT\alpha}D_{LT}(z, k_{F\perp}) + \frac{M^2}{p^+}n_\alpha S_{LL}D_{3LL}(z), \quad (100)$$

$$z\tilde{\Xi}_\alpha^{T(0)}(z; p, S) = M\varepsilon_{\perp\rho\alpha}S_{LT}^\rho G_{LT}(z), \quad (101)$$

$$z\tilde{\Xi}_{T\rho\alpha}^{T(0)}(z; p, S) = p_{[\rho}\varepsilon_{\perp\alpha]\sigma}S_{LT}^\sigma H_{1LT}(z) + M\varepsilon_{\perp\rho\alpha}S_{LL}H_{LL}(z) + \frac{M^2}{p^+}n_{[\rho}\varepsilon_{\perp\alpha]\sigma}S_{LT}^\sigma H_{3LT}(z). \quad (102)$$

我们可以看到, 依赖于矢量极化的部分, 一维情形下共有12个分量, twist-2的3个, twist-3的6个, twist-4的3个; 张量部分8个, twist 2的2个, twist-3的4个, twist-4的2个。我们在表中也给出了这些分量。作为参考, 我们在表3给出扭度3的碎裂函数分量。

可以清晰地看到, 由于部分子分布函数的研究主要局限于核子, 与夸克碎裂为自旋为1/2的强子的碎裂函数相对应, 相对简单。对碎裂函数的研究, 可以考虑不同自旋的强子的产生, 而且还可以研究味道依赖等, 内容更加丰富, 能够从不同侧面反映强相互作用的性质。目前已有的碎裂函数的实验研究, 虽然已有大量投入, 但基本都关注了数密度 $D_1(z, k_{F\perp})$ 方面, 与自旋相关的纵向极化转移 $G_{1L}(z)$ 以及矢量介子的张量极化分量 $D_{1LL}(z)$ (spin alignment)等, 在LEP实验中有些测量, 最近Belle、BarBar、BES也纷纷给出从两个 π 介子角分布的关联研究Collins函数 $H_{1T}^\perp(z, k_{F\perp})$ 的测量结果, 但总的来讲实验研究还十分缺乏。

(二) 利用 $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow h + \bar{q} + X$ 过程末态粒子的极化研究碎裂函数

在 e^+e^- 的强子产生过程中, 末态强子的极化直接有上述碎裂函数的不同分量确定, 特别是在 Z^0 阈附近, 由于 Z^0 衰变产生的夸克是纵向极化的(极化度如图19所示), 为研究自旋依赖的碎裂函数提供了理想的场所, 在半单举反应 $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow h + \bar{q} + X$ (其中 \bar{q} 对应于反应过程的一个喷注), 我们可以研究三维情形下碎裂函数的情形。以下给出末态强子极化与碎裂函数间的关系。

对自旋为1/2的强子, 我们有, 在领头扭度(leading twist)下,

表 5: 扭度3的碎裂函数分量

quark polarization	hadron polarization	TMD FFs	integrated over $\vec{k}_{F\perp}$
U	U	$E(z, k_{F\perp}), D^\perp(z, k_{F\perp})$	$E(z), \times$
	L	$D_L^\perp(z, k_{F\perp})$	\times
	T	$E_T^\perp(z, k_{F\perp}), D_T(z, k_{F\perp}), D_T^\perp(z, k_{F\perp})$	$\times, D_T(z)$
	LL	$E_{LL}(z, k_{F\perp}), D_{LL}(z, k_{F\perp})$	$E_{LL}(z), \times$
	LT	$E_{LT}^\perp(z, k_{F\perp}), D_{LT}(z, k_{F\perp}), D_{LT}^\perp(z, k_{F\perp})$	$\times, D_{LT}(z)$
	TT	$E_{TT}^\perp(z, k_{F\perp}), D_{TT}^\perp(z, k_{F\perp}), D_{TT}'^\perp(z, k_{F\perp})$	\times, \times, \times
	U	$G^\perp(z, k_{F\perp})$	\times
L	L	$E_L(z, k_{F\perp}), G_L^\perp(z, k_{F\perp})$	$E_L(z), \times$
	T	$E_T(z, k_{F\perp}), G_T(z, k_{F\perp}), G_T^\perp(z, k_{F\perp})$	$\times, G_T(z)$
	LL	$G_{LL}^\perp(z, k_{F\perp})$	\times
	LT	$E_{LT}'^\perp(z, k_{F\perp}), G_{LT}(z, k_{F\perp}), G_{LT}^\perp(z, k_{F\perp})$	$\times, G_{LT}(z)$
	TT	$E_{TT}'^\perp(z, k_{F\perp}), G_{TT}^\perp(z, k_{F\perp}), G_{TT}'^\perp(z, k_{F\perp})$	\times, \times, \times
	U	$H(z, k_{F\perp})$	$H(z)$
T	L	$H_L(z, k_{F\perp})$	$H(z)$
	T(∥)	$H_T^\perp(z, k_{F\perp})$	\times
	T(⊥)	$H_T'^\perp(z, k_{F\perp})$	\times
	LL	$H_{LL}(z, k_{F\perp})$	$H_{LL}(z)$
	LT	$H_{LT}^\perp(z, k_{F\perp}), H_{LT}'^\perp(z, k_{F\perp})$	\times, \times
	TT	$H_{TT}^\perp(z, k_{F\perp}), H_{TT}'^\perp(z, k_{F\perp})$	\times, \times

$$P_{Lh}^{(0)}(y, z, p_T) = \frac{\sum_q T_0^q(y) P_q(y) G_{1L}(z, p_T)}{\sum_q T_0^q(y) D_1(z, p_T)}, \quad (103)$$

$$P_{hn}^{(0)}(y, z, p_T) = -\frac{|\vec{p}_T| \sum_q T_0^q(y) D_{1T}^\perp(z, p_T)}{zM \sum_q T_0^q(y) D_1(z, p_T)}, \quad (104)$$

$$P_{ht}^{(0)}(y, z, p_T) = -\frac{|\vec{p}_T| \sum_q P_q(y) T_0^q(y) \Delta D_{1T}^\perp(z, p_T)}{zM \sum_q T_0^q(y) D_1(z, p_T)}, \quad (105)$$

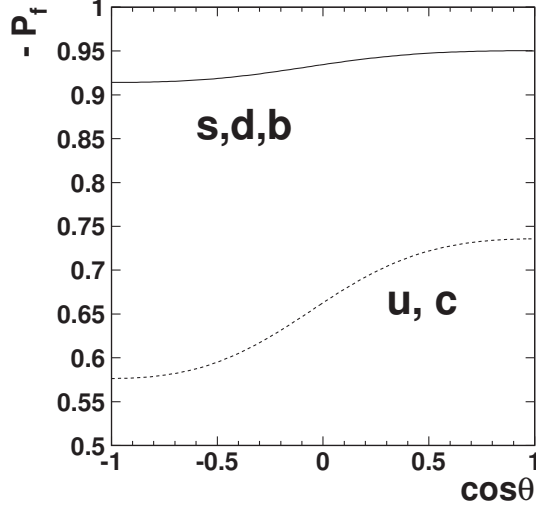


图 19: $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ 产生的夸克的纵向极化度, θ 是夸克与电子运动方向的夹角。

计入twist 3的贡献,

$$P_{hj}(y, z, p_T) = P_{hj}^{(0)}(y, z, p_T) \left[1 + \frac{M}{Q} \Delta(y, z, p_T) \right] + \Delta P_{hj}^{(1)}(y, z, p_T), \quad (106)$$

$$\Delta P_{Lh}^{(1)}(y, z, p_T) = \frac{4}{zQ} \frac{\sum_q \left[\tilde{T}_2^q(y) p_y D_L^\perp(z, p_T) - \tilde{T}_3^q(y) p_x G_L^\perp(z, p_T) \right]}{\sum_q T_0^q(y) \hat{D}_1(z, p_T)}, \quad (107)$$

$$\Delta P_{hn}^{(1)}(y, z, p_T) = -\frac{4M}{zQ} \frac{\sum_q \left[\tilde{T}_2^q(y) p_x \tilde{D}_T(z, p_T) + \tilde{T}_3^q(y) p_y \tilde{G}_T(z, p_T) \right]}{|\vec{p}_T| \sum_q T_0^q(y) D_1(z, p_T)}, \quad (108)$$

$$\Delta P_{ht}^{(1)}(y, z, p_T) = \frac{4M}{zQ} \frac{\sum_q \left[\tilde{T}_2^q(y) p_y D_T(z, p_T) - \tilde{T}_3^q(y) p_x G_T(z, p_T) \right]}{|\vec{p}_T| \sum_q T_0^q(y) D_1(z, p_T)}. \quad (109)$$

式中 \tilde{D} 和 \tilde{G} 定义为,

$$\tilde{D}_T(z, p_T) \equiv D_T(z, p_T) + \frac{p_T^2}{z^2 M^2} D_T^\perp(z, p_T), \quad (110)$$

$$\tilde{G}_T(z, p_T) \equiv G_T(z, p_T) - \frac{p_T^2}{z^2 M^2} G_T^\perp(z, p_T). \quad (111)$$

其中纵向取成强子运动方向, n 和 t 分别是强子产生面的法线方向和产生面内的横向。各系数定义为

$$T_0^q(y) = c_1^q c_1^e A(y) - c_3^q c_3^e B(y), \quad (112)$$

$$T_1^q(y) = -c_3^q c_1^e A(y) + c_1^q c_3^e B(y), \quad (113)$$

$$T_2^q(y) = -c_3^q c_3^e + c_1^q c_1^e B(y), \quad (114)$$

$$T_3^q(y) = c_1^q c_3^e - c_3^q c_1^e B(y), \quad (115)$$

$c_1^q = (c_V^q)^2 + (c_A^q)^2$, and $c_3^q = 2c_V^q c_A^q$; $P_q(y) = T_1^q(y)/T_0^q(y)$ 是 Z^0 衰变产生的夸克的极化; $A(y) = (1-y)^2 + y^2$ and $B(y) = 1 - 2y$, 以电子与夸克的夹角 θ 表示, $A(y) = (1 + \cos^2 \theta)/2$ and $B(y) = -\cos \theta$ 。对电磁作用

过程, 除电荷依赖外, $c_V = 1$, $c_A = 0$, 从而, $c_1^q = 1$, $c_3^q = 0$, 这样, $T_0^q(y) = A(y)$, $T_2^q(y) = B(y)$, $T_1^q(y) = T_3^q(y) = 0$.

自旋为1的强子的张量极化: 在leading twist下, 各分量与碎裂函数间的关系为,

$$S_{LL}^{(0)}(y, z, p_T) = \frac{\sum_q T_0^q(y) D_{1LL}(z, p_T)}{2 \sum_q T_0^q(y) D_1(z, p_T)}, \quad (116)$$

$$S_{LT}^{n(0)}(y, z, p_T) = -\frac{2|\vec{p}_T| \sum_q P_q(y) T_0^q(y) G_{1LT}^\perp(z, p_T)}{3zM \sum_q T_0^q(y) D_1(z, p_T)}, \quad (117)$$

$$S_{LT}^{t(0)}(y, z, p_T) = -\frac{2|\vec{p}_T| \sum_q T_0^q(y) D_{1LT}^\perp(z, p_T)}{3zM \sum_q T_0^q(y) D_1(z, p_T)}, \quad (118)$$

$$S_{TT}^{nn(0)}(y, z, p_T) = -\frac{2|\vec{p}_T|^2 \sum_q T_0^q(y) D_{1TT}^\perp(z, p_T)}{3z^2 M^2 \sum_q T_0^q(y) D_1(y, p_T)}, \quad (119)$$

$$S_{TT}^{nt(0)}(y, z, p_T) = \frac{2|\vec{p}_T|^2 \sum_q P_q(y) T_0^q(y) G_{1TT}^\perp(z, p_T)}{3z^2 M^2 \sum_q T_0^q(y) D_1(y, p_T)}, \quad (120)$$

考虑twist 3的贡献, 我们得到,

$$S_{LL}(y, z, p_T) = S_{LL}^{(0)}(y, z, p_T) \left[1 + \frac{M}{Q} \Delta(y, z, p_T) \right] + \Delta S_{LL}^{(1)}(y, z, p_T), \quad (121)$$

$$S_{LT}^j(y, z, p_T) = S_{LT}^{j(0)}(y, z, p_T) \left[1 + \frac{M}{Q} \Delta(y, z, p_T) \right] + \Delta S_{LT}^{j(1)}(y, z, p_T), \quad (122)$$

$$S_{TT}^{nj}(y, z, p_T) = S_{TT}^{nj(0)}(y, z, p_T) \left[1 + \frac{M}{Q} \Delta(y, z, p_T) \right] + \Delta S_{TT}^{nj(1)}(y, z, p_T), \quad (123)$$

$$\Delta S_{LL}^{(1)}(y, z, p_T) = -\frac{\sum_q 2 \left[\tilde{T}_2^q(y) p_X D_{LL}^\perp(z, p_T) - \tilde{T}_3^q(y) p_Y G_{LL}^\perp(z, p_T) \right]}{z^2 Q \sum_q T_0^q(y) D_1(z, p_T)}, \quad (124)$$

$$\Delta S_{LT}^{n(1)}(y, z, p_T) = -\frac{8M \sum_q \left[\tilde{T}_2^q(y) p_Y D_{LT}(z, p_T) + \tilde{T}_3^q(y) p_X G_{LT}(z, p_T) \right]}{3zQ |\vec{p}_T| \sum_q T_0^q(y) D_1(z, p_T)}, \quad (125)$$

$$\Delta S_{LT}^{t(1)}(y, z, p_T) = -\frac{8M \sum_q \left\{ \tilde{T}_2^q(y) p_X \tilde{D}_{LT}(z, p_T) - \tilde{T}_3^q(y) p_Y \tilde{G}_{LT}(z, p_T) \right\}}{3zQ |\vec{p}_T| \sum_q T_0^q(y) D_1(z, p_T)}, \quad (126)$$

$$\Delta S_{TT}^{nn(1)}(y, z, p_T) = -\frac{8 \sum_q \left[\tilde{T}_2^q(y) p_X \tilde{D}_{TT}^\perp(z, p_T) - \tilde{T}_3^q(y) p_Y \tilde{G}_{TT}^\perp(z, p_T) \right]}{3z^2 Q \sum_q T_0^q(y) D_1(z, p_T)}, \quad (127)$$

$$\Delta S_{TT}^{nt(1)}(y, z, p_T) = \frac{8 \sum_q \left[\tilde{T}_2^q(y) p_Y \tilde{D}_{TT}^\perp(z, p_T) + \tilde{T}_3^q(y) p_X \tilde{G}_{TT}^\perp(z, p_T) \right]}{3z^2 Q \sum_q T_0^q(y) D_1(z, p_T)}. \quad (128)$$

式中带~的碎裂函数的定义为,

$$\tilde{D}_{LT}(z, p_T) \equiv D_{LT}(z, p_T) + \frac{p_T^2}{z^2 M^2} D_{LT}^\perp(z, p_T), \quad (129)$$

$$\tilde{G}_{LT}(z, p_T) \equiv G_{LT}(z, p_T) + \frac{p_T^2}{z^2 M^2} G_{LT}^\perp(z, p_T), \quad (130)$$

$$\tilde{D}_{TT}^\perp(z, p_T) \equiv D_{TT}^\perp(z, p_T) + \frac{p_T^2}{z^2 M^2} D_{TT}^{\perp\perp}(z, p_T), \quad (131)$$

$$\tilde{G}_{TT}^\perp(z, p_T) \equiv G_{TT}^\perp(z, p_T) + \frac{p_T^2}{z^2 M^2} G_{TT}^{\perp\perp}(z, p_T), \quad (132)$$

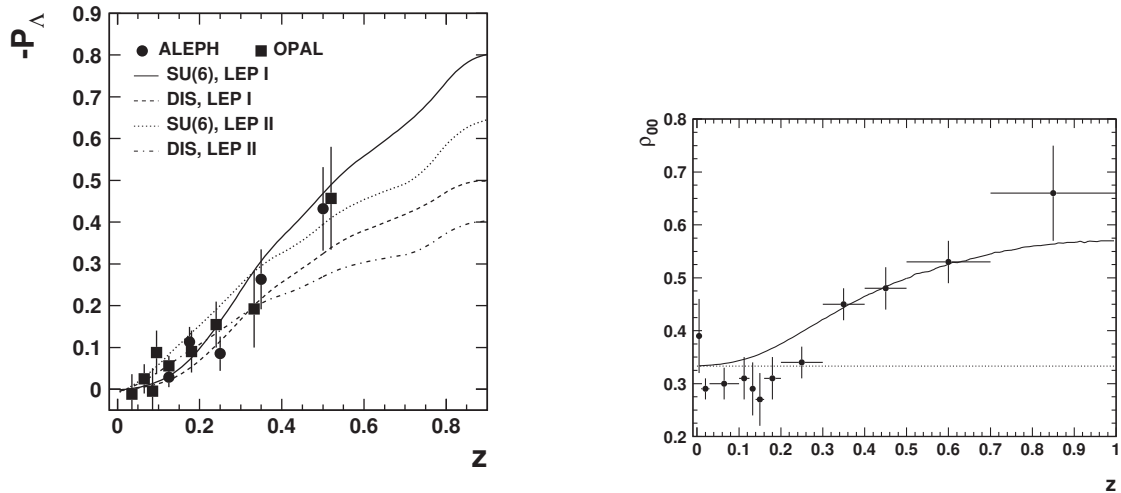


图 20: LEP 上对 Λ 纵向极化和 K^* 介子 spin alignment 的测量结果

实验上, 自旋 $1/2$ 的超子的极化可以通过其弱衰变产物的角分布测量, 而描写矢量介子张量极化的各个分量也可以通过矢量介子衰变为两个赝标介子衰变产物的角分布来测量, 为我们提供了极化测量行之有效的办法, 对它们系统的测量可以系统地研究碎裂函数的各个分量。

LEP 实验中曾对 Λ 超子的纵向极化 $P_{L\Lambda}(z)$ 以及一些矢量介子 (如 K^* 、 ρ 、 D^* 等) 的 spin alignment 做了测量, 结果如图 20 所示。得出对 z 的依赖, 这些结果对自旋依赖的碎裂函数的分量的研究起到重要作用。与 LEP 相比, 超级 Z 工厂亮度提高 5—6 个数量级, 将不仅首次可以对这些物理量进行精确测量, 而且可以对这些极化参量进行全面系统测量, 从而为碎裂函数的研究提供系统的数据。

§2.5 味物理

§2.5.1 重味 (介子及重子) 物理及 CP 破坏

§2.5.2 双重味 (介子及重子) 物理

重夸克偶素的发现和研究迄今已有 40 多年的历史。由于其很多态具有清晰的标志性的衰变道, 在实验上容易测量, 因此可用于精确地研究 QCD 理论。特别是, 重夸克的大质量使得相关的过程可采用 QCD 因子化将其处理成微扰和非微扰两部分, 其中的微扰部分可以用 QCD 微扰论展开计算, 具有普适性的非微扰部分则可以用实验来确定。因此, 重夸克偶素的产生以及衰变就给我们提供了一个理想的地方来研究 QCD 理论。如重夸克偶素, 作为多能标体系, 可用于研究强子在多个能区的特性, 并对国际上存在的多种 QCD 因子化理论, 如 QCD 色单态模型、NRQCD 理论、QCD 碎裂机制、 k_T -因子化理论等等, 提供了很好检验平台。

重夸克偶素的研究一直是粒子物理中一个重要的研究方向。近年来的一系列理论工作发现 J/ψ 产生过程的高阶 QCD 修正贡献很大, 这就要求理论预言的结果必须要考虑高阶修正的影响 [134, 135, 136, 137, 138, 139, 140, 141, 142]。总结这些理论及其实验进展, 我们可以看到, 在高能区域的强子对撞机 Tevatron 和 LHC 上, 重夸克偶素产生的横动量分布可以用 NRQCD 到下一阶的理论计算结果解释, 其中颜色八重态部分的贡献非常重要。但是产生重夸克偶素的带极化的横动量分布还不能完全被解释。而在低能区域的正负电子对

撞机B工厂上(质心系能量约10GeV),理论和实验结果的对比发现,颜色单态部分的贡献就能很好的解释实验的测量结果,而颜色八重态部分的贡献就成为了超出部分。如对于 J/ψ 产生的遍举过程和单举过程, B -工厂实验与理论预言也有很大的差别。对于单举过程 $e^+e^- \rightarrow J/\psi + X$,其中 $X = c\bar{c}$ 或 gg ,在考虑单圈修正之后,它们的总产生截面仍然比Belle和Babar实验结果要小。对于遍举过程 $e^+e^- \rightarrow J/\psi + \eta_c$,考虑单圈强修正以及相对论修正效应之后,NRQCD预言可与Belle和Babar基本一致。在进一步考虑强修正中的重整化能标设定之后 [143],我们可在一定程度上提高微扰收敛性。但不同文献确定/选择非微扰NRQCD矩阵元取值相差很大,并存在相对论修正较大以及强修正效应并不收敛等理论不确定性,因此理论与实验的一致性仍有待进一步检验。因此对重夸克偶素物理做进一步实验和理论的研究仍然是当今非常有意义的工作。 Z 工厂的质心对撞能量约为92GeV,在这个中间能区详细和精确的研究重夸克偶素物理,包括对于其产生和极化的横动量分布的测量和计算,对于重夸克碎裂成重夸克偶素的测量和计算,将成为 Z 工厂的一个非常有意义的研究方向。

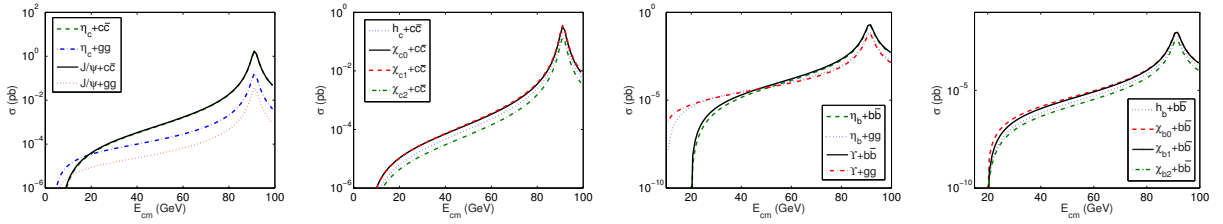


图 21: 粲夸克偶素和底夸克偶素通过 Z^0 -玻色子的单举产生过程, $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow J/\psi + X$ ($X = c\bar{c}$ 或 gg),随正负电子质心对撞能量 $E_{cm} = \sqrt{s}$ 的变化情况 [144]。

通常情况下,粲偶素和底偶素的产生截面随着正负电子对撞能量的增加而减少,因此超级 Z 工厂上通过虚光子产生道产生的事例数远比 B -工厂上的小;但如图 21所示, Z^0 -共振峰增强效应将会增加粲偶素和底偶素的产生截面几个量级,因此超级 Z 工厂上也能产生足够的粲偶素和底偶素事例。作为 B 介子工厂实验的重要补充,超级 Z 工厂也可成为研究粲偶素性质的有用平台。在 B 工厂上,由于底偶素的质量接近其正负电子的对撞能量,因此它具有较大域值效应,导致微扰计算存在很大理论不确定因素,理论预言并不可靠。而在超级 Z 工厂上,其拥有的足够大对撞能量以及高亮度,可极大地压低域值效应并用于验证底偶素的产生性质。由于底偶素中的相对速度, $v_b^2 \sim 0.1 < v_c^2 \sim 0.3$,因此相比粲偶素,底偶素能更好的验证NRQCD理论。

相对于底偶素、粲偶素或者 B 、 D 等其他重介子, B_c 介子是标准模型框架内唯一的由不同味道的两个重夸克构成的介子,因此它具有特殊性质。利用程序BCVEGPY [145]和GENXICC [146],人们可模拟 B_c 介子和 Ξ_{cc} 重子等双重味粒子在强子对撞机上的产生情况。相比于大型强子对撞机,正负电子对撞机具有背景干净且所有末态粒子的运动学信息均可测量等优点 [147],通过测量适当的微分截面分布,人们可获得关于重味粒子的有用信息;人们还可通过调整对撞电子/负电子的极化率提高 b 夸克等的标记效率,因此它更适用于精确测量及标准模型的精确检验。上世纪九十年代,人们曾尝试在欧洲大型正负电子对撞机(LEP)的 Z^0 共振峰上寻找 B_c 介子等双重味事例。但由于当时LEP上的正负电子对撞亮度过低,人们并未在LEP上发现任何 B_c 介子事例,这也符合文献 [148]的理论估算。但超级 Z 工厂将拥有足够高的亮度,这使得它完全有能力产生大量的 B_c 介子 [149, 148, 150],甚至是 Ξ_{cc} 等双重味强子 [151]。

B_c 介子可通过 $\sigma(e^+ + e^- \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow (c\bar{b})[n] + b + \bar{c})$ 过程产生,其中 $(c\bar{b})$ -夸克偶素按NRQCD理论,需要考虑多个FOCK态的贡献,如颜色单态或颜色八重态的 S -波自旋单态和自旋三重态(1S_0 和 3S_1);颜色单态的四个 P -波态(1P_1 、 3P_0 、 3P_1 和 3P_2)。高阶FOCK态可通过电磁相互作用以非常大的几率衰变到 B_c 介子基态,极大地增加可观测的 B_c 介子事例数:如所有 $1P$ -波态的事例数加起来可达到基态的20%。

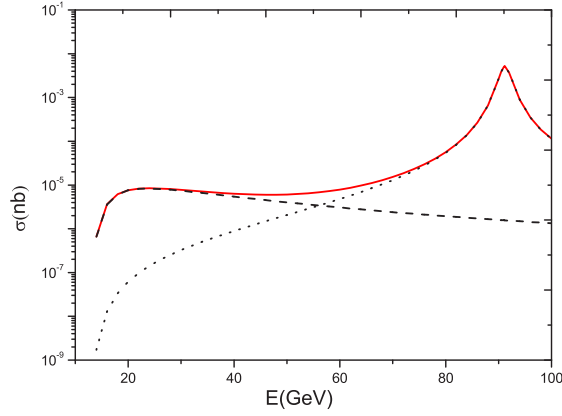


图 22: 正负电子对撞机上总产生截面 $\sigma(e^+ + e^- \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow (c\bar{b})[n] + b + \bar{c})$ 随正负电子对撞能量 E 的变化情况, 其中包括八个Fock态 $|(c\bar{b})_{1,s}[^1S_0]\rangle$, $|(c\bar{b})_{1,s}[^3S_1]\rangle$, $|(c\bar{b})_1[^1P_1]\rangle$ 和 $|(c\bar{b})_1[^3P_J]\rangle$ 的贡献。虚线、点线和实线分别表示 γ^* -过程, Z^0 -过程以及两个过程求和后的总结果。

图 22为 B_c 介子的总产生截面随正负电子质心对撞能量的变化规律。该图显示出明显的 Z^0 共振峰增强效应。在 Z^0 共振峰上, 上述八个FOCK态的总产生截面可达到 $5.19^{+6.22}_{-2.42}$ pb, 其中误差为取 $m_c = 1.50 \pm 0.30$ GeV和 $m_b = 4.90 \pm 0.40$ GeV时误差的平方平均值。如果超级Z工厂的亮度为 $10^{34-36}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, 我们可估算在Z工厂上每年可积累 $10^5 - 10^7$ B_c 介子事例。实验上, 如果能将正负电子质心对撞能量偏离 Z^0 控制在5%之内, 产生事例数就将只在一个量级内变化。正负电子对撞机上末态产生粒子的动量信息均可测量, 因此我们可研究末态粒子包括 B_c 介子、 b -夸克束流和 \bar{c} -夸克束流的各种有用分布。基于高能物理常用的PYTHIA程序 [152], 文献[153]完成了可模拟 B_c 介子在正负电子对撞机上产生的BEEC程序。BEEC采用改进后的振幅直接求迹方法完成振幅的简化数值处理, 极大地缩短了程序运行时间; 同时BEEC采用了新方法产生 B_c 介子非权重事例, 极大地提高了 B_c 介子模拟产生效率。

1998年, 人们在美国TEVATRON强子对撞机上首次发现了 B_c 介子, CDF合作组也给出了基态 B_c 介子质量。粒子表列出的最新质量值是 6.2756 ± 0.0011 GeV, ATLAS合作组也给出了其第一激发态的质量值 $6842 \pm 4 \pm 5$ MeV。理论上, 位势模型和格点QCD 理论可给出较接近于实验测量值的基态质量; 但不同理论模型给出的高激发态质量预言存在差别, 最明显的差别体现在两个 P 波 1^+ 态的混合角上。 B_c 介子只能通过弱作用进行衰变, 导致它的寿命很长。 B_c 介子主要的衰变方式有单举衰变、半轻衰变、非轻衰变、纯轻子衰变、CP不对称性以及稀有衰变等等。 B_c 介子的单举衰变、半轻子衰变以及纯轻子衰变过程均可用于CKM矩阵元 $|V_{cb}|$ 。半轻子衰变过程最重要的过程是末态是 S 波赝标介子和矢量介子的情形, 例如 $B_c^+ \rightarrow J/\psi e^+ \bar{\nu}_e$ ($J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$), 该过程目前所获得的实验数据量也最多。 B_c 介子还有几个分支比较大的半因子衰变过程: $B_c^+ \rightarrow \eta_c e^+ \bar{\nu}_e$, $B_c^+ \rightarrow \eta_c(2S) e^+ \bar{\nu}_e$, $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) e^+ \bar{\nu}_e$, $B_c^+ \rightarrow B_s e^+ \bar{\nu}_e$ 和 $B_c^+ \rightarrow B_s^* e^+ \bar{\nu}_e$ 。 P 波等末态的衰变比 S 波末态复杂, 测量起来相对困难; 值得指出的是, $B_c^+ \rightarrow \chi_{cJ}(h_c) + \ell^+ + \bar{\nu}_\ell$ 有一定分支比, 在有足够事例数的前提下, 可用于研究 $\chi_{cJ}(h_c)$ 。非轻子衰变过程远比半轻子和纯轻子衰变复杂。 $B_c \rightarrow B_s^{(*)} + \pi^+ / \rho^+$ 有百分之几的分支比。它们可用于研究形状因子、弱混合角, CP破坏等现象。纯轻子衰变过程可用于实验上测量 B_c 介子的衰变常数以及验证理论模型计算得出的 B_c 介子零点波函数。纯轻衰变存在螺旋性压低效应, 但它的辐射修正不受螺旋性压低的影响, 会有非常大的分支比, 如含辐射修正的 e/μ 末态, 分支比可达到 10^{-4} 。 B_c 介子可用于研究CP不对称: 如 B_c 介子的数据量能达到 $10^6 \sim 10^7$, 通过 $D^0 \pi^+$, $D^0 K^+$, $D^{*0} K^{*0}$, $D^{*+} K^{*0}$ 等末态过程, 我们有可能发现CP不对称性。 B_c 介子也是研究稀有衰变的另一个渠道。稀有衰变的意义在于, 基于标准模型的理论计算将会给出很小的分支比, 如果超出标准模型的新物理存在, 这些过程会突出新物理的贡献, 因此它们是寻找超出标准模型的最理想过程。当

然这些过程也有明显的缺点，分支比太小，所需要的数据量巨大。例如标准模型计算的 $B_c \rightarrow D_{s,d}^{(*)} \bar{l} \bar{l}$ 的分支比为 $10^{-7} \sim 10^{-8}$ ， $B_c \rightarrow D_{s,d}^{(*)} \gamma$ 分支比为 $10^{-5} \sim 10^{-6}$ 。这些过程之说以对新物理敏感，是因为在标准模型的框架下最低阶的贡献来自于圈图，也因此分支比小，而相对于其他树图对新物理的压低不太明显。如果实验上测量的结果与理论差别较大就有很大可能意味着有新物理的贡献。

相比于介子的产生， Ξ_{cc} 等双重味重子的产生过程分为两步，即首先产生由两个重夸克形成的偶夸克态，然后再碎裂到重子。双重偶夸克态碎裂到双重味重子的几率非常大，采用碎裂机制与直接认为偶夸克态就是重子态的产生截面相差很小。在实际处理中我们可将 J/ψ ， B_c 或 Υ -介子产生过程中的反夸克线通过适当变换变为夸克线，就可得到 Ξ_{cc} ， Ξ_{bc} 和 Ξ_{bb} 等双重味重子的产生截面。实验上只有美国费米实验室上的固定靶实验组SELEX声称发现了 X_{icc} 重子，但它实验测量值与理论估算相差太大；而在随后的BABAR实验和Belle实验均未有类似的发现。在LHC上，包括其可能的固定靶实验After@LHC，人们期待会发现 X_{icc} 等重子。正负电子对撞机上 Ξ_{cc} 等双重味重子的产生情况与 B_c 介子的产生情况类似，也会在正负电子质心对撞能量为 Z^0 时具有共振增强效应，从而也会产生足够的事例数。做为理论估算，在超级Z工厂上，我们每年可获得 6.4×10^4 Ξ_{cc} 事例， 1.6×10^5 Ξ_{bc} 和 7.2×10^3 Ξ_{bb} 事例。由此它的产生事例是非常可观的，可用于深入研究双重味重子的特殊性质，如我们有可能进一步区分双重味重子里的轻夸克成分。考虑到 Ξ_{cc}^+ 有两个主要的衰变道， $\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Lambda_c^+ K^- \pi^+$ 和 $\Xi_{cc}^+ \rightarrow p D^+ K^-$ ，两个道衰变宽度比约为 0.36 ± 0.21 ；再一步考虑到轻夸克在强子中存在的几率， $u : d : s \simeq 1 : 1 : 0.3$ [152]，我们可预计在产生的 Ξ_{cc}^+ 中，将有 7.4×10^3 通过第一个道衰变， 2.1×10^4 通过第二个道衰变。

最后，三重子态也可用于研究QCD理论，强子的结构和弱衰变。文献[154]研究了三重子 Ω_{ccc} 和 Ω_{ccb} 在强子对撞机上的产生性质：如果LHC积分亮度达到 $10 fb^{-1}$ ，可产生 10^4 个三重子事例。在正负电子对撞机上，如果采用 Ω_{ccc} 重子的零点波函数为 $0.0781 GeV^3$ [154, 155]， Ω_{ccc} 在 Z^0 域上的产生截面约为 $0.7 fb$ [154, 155]。如果超级Z工厂的亮度为 $10^{34-36} cm^{-2} s^{-1}$ ，其一年的积分亮度可达到 $100 fb^{-1} - 1000 fb^{-1}$ ，因此每年可获得约70 - 700个 Ω_{ccc} 事例。实验上，我们可通过 $\Omega_{ccc} \rightarrow \Omega_{sss} + 3\pi^+$ 重建出 Ω_{ccc} 事例。

§2.6 强子物理（奇异强子）

§2.6.1 强子化模型检验（金毅，李世渊，司宗国，姚涛）

高能强相互作用一般分为软硬两类。前者可用微扰量子色动力学描写；后者无法用微扰论计算，至今仍是对量子色动力学的挑战。深入探索强子化这一软过程的机制，是研究夸克胶子禁闭本质的独特和重要的手段，而且涉及到相对论性量子场论的么正性等基本问题[156]。由于初态没有强子，在高能 $e^+e^- \rightarrow hadrons$ 过程中研究强子化有其特别优势。在 Z^0 共振点上，正负电子湮灭反应的截面非常高，未来的超级Z工厂，将成为探索强子化机制的最好舞台之一。

$e^+e^- \rightarrow hadrons$ 反应一般可分为四个子过程：一是弱电过程；二是部分子级联过程；三是级联过程结束后产生的末态部分子转化为直生强子的强子化过程；四是不稳定直生强子的衰变过程。其中，部分子级联过程原则上可用微扰量子色动力学进行计算，但当末态部分子数目增多时，需考虑的Feynman图数目急剧增多，很难用传统的矩阵元方法计算。为此人们建立起一些部分子级联模型，并将其与不同的强子化模型结合起来去研究多重产生现象。强子化这一软过程目前仅能通过各类强子化模型来描述，目前具有代表性的，主要是Lund弦碎裂模型(LSFM) [157]、Webber集团碎裂模型(WCFM) [158, 159]和夸克组合模型(QCM)等。上述模型（通过调整相应模型参数）成功解释了高能过程的大量实验数据。不同的强子化模型反映了不同的强子化机制，一般都可给出强子化末态的整体性质，而要深入研究非微扰量子色动力学，就必须细致区分不同模型的有效性，以此理解不同模型采用的强子化机制。借助于超级Z工厂的高亮度，我们可对各种强子化模型作进一步细致改进和对比[160]，并将其应用到其它高能反应的强子化过程中，以此检验标准模型，寻找新物理信号。作为微扰量子色动力学和实验相互沟通的桥梁，结合

实验条件（要求）互动地发展和细化强子化模型，为超级Z工厂所有涉及到强子的物理目标提供支撑，也是实验的客观要求。

强相互作用是色相互作用，在用模型研究强子化过程时，该特定模型必先应用到有确定色状态的分子系统上，因此需要研究连接微扰与非微扰过程界面的色结构，该界面既是分子演化的结束，又是强子化过程的起点。探究此界面上不同色结构所给出的强子化结果，将会对色禁闭机制提供重要信息。不同色连接采用同一个强子化模型，将有可能导致强子化结果的不同。在强子化模型产生器中，如PYTHIA/JETSET，通过调节色连接方式，比较对应的强子化结果，并与实验结果相对照，有可能体现对末态多分子系统色连接方式的选择，从而深入了解非微扰量子色动力学[161, 162]。反之，同一个色连接采用不同的强子化模型，其差别可体现不同强子化机制的不同侧面，是对强子化模型研究的细化。在硬对撞过程中产生的四夸克系统($q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$)中，有许多与色连接相关的现象可供研究，例如特殊强子的夸克重组，软作用对传播子粒子（如 W^+W^- 、 Z^0Z^0 [163, 164]）重建时的影响，上述问题或多或少均与四夸克间的色连接有关。近来，有关双重重子[165, 166]和‘exotic’粒子的产生机制已在不同的反应中进行了探索[167, 168, 169]。我们最近的系列工作[170, 171, 172]对末态分子间可能存在一种特殊的色结构进行了细致研究，该色结构对于正负电子湮灭过程中双重重子的产生是必须的选择，而当前流行的强子化模型中从未考虑如何与这种色结构相连接。在未来的超级Z工厂上，将会积累一大批类如 $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \Xi_{cc} + X$ 的事例，从而相关物理量可得到更高精度的测量，对研究上述色连接方式是绝佳的场所。

1. 强子化机制的研究

如前所述，通过将不同强子化模型给出的重味强子产生的结果与实验数据的对比，可获得一些有关强子化现象的有用信息。这里首先对一些流行的强子化模型作简要介绍，然后再讨论超级Z工厂上对应的强子化结果。

1.1 三种常用的强子化模型

弦碎裂模型。该模型最早由Artru和Mennesser在1974年提出的[173]，从1978年开始，LUND大学理论物理组对弦碎裂模型作了进一步发展[174]，并编写了相应的Monte-Carlo 程序：JETSET事例产生器。后来又扩展延伸出另一个版本PYTHIA。弦碎裂模型的基本物理图像包括两部分： $q\bar{q}$ 色弦的碎裂和多分子系统形成的色弦碎裂。对于最简单的一种情况即 $q\bar{q}$ 色弦的碎裂，当色与反色之间的距离很大时，量子色动力学给出它们之间的相互作用势是线性的，当 q 和 \bar{q} 反向运动时，它们之间的色力线将被局限在一段色流管内，或者形成色的螺旋线（注：色力线究竟是形成色流管还是色螺旋线与真空结构有关）。弦模型中的色弦就对应了色与反色之间的色力线。这就是弦碎裂模型的出发点。当 q 和 \bar{q} 向两边运动时，其动能就会转变为色弦的势能储存起来，势能积累到一定程度时，色弦中就会有新的夸克对 $q'\bar{q}'$ 通过真空激发产生出来。当 $q\bar{q}$ 色弦从真空中激发出一对 $q'\bar{q}'$ 时，LUND模型就认为最初的一段色弦分裂为两段色单态的子弦 $q\bar{q}'$ 和 $q'\bar{q}$ 。如果子弦的不变质量足够大，它将继续碎裂直到每一段子弦的不变质量都等于相应强子的质量时，碎裂过程才终止。由此可见，LUND模型色弦碎裂的最后结果是产生一段段不变质量等于强子质量的小色弦。这些小色弦的一端是夸克，另一端是反夸克。这样，LUND模型可自然描写介子的产生，但不能自然给出重子产生。为解决这个矛盾，LUND模型引进双夸克对产生机制和‘popcorn’产生机制，以及有关的一系列参数。另外，所有的强子化模型中都需要引入与自旋有关的参数来确定得到的强子的自旋。

Webber集团碎裂模型[159]。这是比较流行的另一个强子化模型，它一般包括下面三部分：(1)色单态集团的形成；(2)不变质量大的集团继续碎裂为小集团；(3)小集团衰变为直生强子。和LUND模型一样，Webber模型也需要引入双夸克对的产生来描述重子的产生，这样最初的色单态集团就衰变成两个重子。由于此模型只采用两体衰变方式，因此它不需要引入额外的自由参数和分布函数就能给出直生强子的动

量分布。在这一点上，Webber模型似乎优于LUND模型，但两体衰变本身是一个人为的假定。同样，为了描写直生强子的自旋（确定直生强子的味道），Webber模型中也引入了与自旋有关的参数。

夸克组合模型。夸克组合机制(模型)最早是由Annisocich和Bjorken等人提出的[175, 176]。其最大优点是图像简单，不用引进任何附加机制，就能自然统一地描写重子和介子的产生规律。组合机制成功地解释了强子碰撞反应中甚前快度区的强子产生[177]，即所谓的‘领头粒子’效应[178]。山东夸克组合模型(SDQCM)始于上世纪八十年代早期，谢去病等人从夸克组合模型的基本图像出发，在电子湮灭反应中，系统地提出了夸克产生律和夸克组合律[179, 180, 181]，在此基础上，司宗国等人又把它们推广到多部分子态的情况，用来处理多部分子态的强子化。并且成功解释了 e^+e^- 湮灭和 $pp(\bar{p})$ 反应中的一系列实验现象，如 $B\bar{B}$ 关联，重子介子比，末态粒子产额以及带电粒子的动量谱等[181, 182, 183, 184]。近来，山东组又把它拓展应用到相对论性重离子碰撞反应中，并很好地解释了末态强子的性质如强子多重数、 p_T 谱、椭圆流和强子的快度分布等[185, 186]，并研究了RHIC和LHC能量下不同粲强子之间的比例[187]。组合模型主要包含夸克产生律和组合律。 $q\bar{q}$ 组成的色单态系统的不变质量（质心能量）为 S ，在此系统的质心系中， q 和 \bar{q} 向相反方向运动，当强子化过程开始时，这一段色弦碎裂成 N 对夸克反夸克，再加上最初的一对夸克，此系统就变成了 $N+1$ 对正反夸克。假定新生夸克对数 N 服从泊松分布，可给出该 $q\bar{q}$ 色单态系统新产生的平均夸克对数，所以称之为夸克产生律。在描写夸克形成强子时，文献[181, 182]证明了快度近关联符合量子色动力学的基本要求，并且由它就可以完全确定夸克组合律。特别地，夸克组合律可自动确定直生重子介子的产生比例，并保证组合强子化过程中么正性的满足。总之，夸克产生律给出了 e^+e^- 反应中的有效的夸克数目，而组合律可以确定(直生的)总的重子介子比。如果进一步确定了各种直生重子(介子)产生的相对权重，QCM就可以给出各种直生强子；再通过PYTHIA/JETSET处理衰变后，末态强子就得到了。QCM不需要引入额外的附加机制就能统一地解释重子和介子的产生规律，这是夸克组合模型的优点之一；另一个显著优点是参数的数目远少于其他模型中参数的数目。

1.2 超级Z工厂上的强子化结果与讨论

这里我们采用LSFM和SDQCM对超级Z工厂上的强子化过程做了研究，并特别关注重味强子相关的一些物理量，如重子介子比，重子反重子关联等。在利用LSFM的产生器PYTHIA时，我们采用了程序的默认值；而对于SDQCM，则主要依据文献[188]中的取值。表6列出了用LSFM和SDQCM预计的超级Z工厂上的重味强子，如 Ξ_b 、 Σ_b 和 Ω_b 等的多重数。上述粒子至今尚未在 Z^0 能量点测量过，而LSFM和SDQCM给出的预言值相差很大。因此，未来在超级Z工厂上测量上述重味粒子的产生率，将是鉴别不同强子化模型的重要手段。图23给出了 Z^0 能量点下，重味重子的产生数目与积分亮度间的关系。很明显对于LEP I，LSFM(SDQCM)关于 Ξ_b 的产额预言数目为 $\sim 10^3$ ；对于 Ω_b ，则是几十(百)。因此，为了有足够的精度来研究重味重子的产生，积分亮度应该提高到足够大。对于超级Z工厂，如果积分亮度可达约 10^4 pb^{-1} ，则根据预言， Ω_b 的产额至少可达数千，这样的数量对于重味重子性质的探索以及检验强子化模型，可提供足够高的精度。

表 6: 超级Z工厂的强子平均多重数.

Particle	EXP DATA	LSFM	SDQCM
Σ_c^0	—	0.0017	0.0073
Σ_b^0	—	0.0019	0.0102
Ξ_b^0	—	0.0024	0.0065
Ω_b^-	—	0.00006	0.0008

重子介子比和 $B\bar{B}$ 关联是更能直接反应强子化机制的两个物理量。在LSFM中，重子介子比可通过自

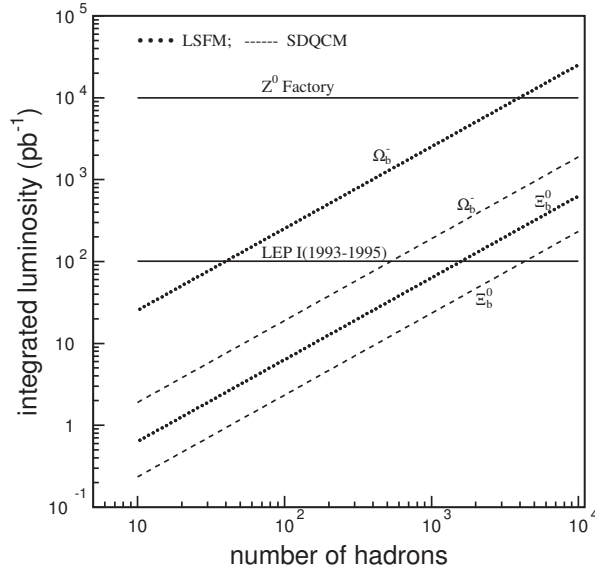


图 23: Z^0 能量点下积分亮度与重味重子产额间的关系。图中位置偏低的实线代表LEP I自1993年到1995年 Z^0 附近的总积分亮度[189].

由参数, 如 qq/q , $BM\bar{B}/(B\bar{B} + BM\bar{B})$ 等进行调节。SDQCM则在一个统一的框架下描写重子和介子的产生, 所以这些比值可自然地得到。表7针对部分强子作了列举, 我们发现LSFM和SDQCM均可解释现有的实验数据。在 e^+e^- 湮灭反应中, 大多数强子都是直接产生的, 即使那些经由衰变产生的, 也携带了它们母粒子的主要特征。研究重子特性, 特别是 $B\bar{B}$ 味道关联, 有助于揭示强子化机制。这里 $B\bar{B}$ 味道关联的定义是 $R_{B\bar{B}} = N \frac{n_{pair}}{n_B + n_{\bar{B}}}$, 其中 n_{pair} 是 $B\bar{B}$ 重子-反重子对的数目, $N_B(N_{\bar{B}})$ 是重子(反重子)的数目, $N = 2(1)$ 当 $B = \bar{B}(B \neq \bar{B})$ [190]。表8给出了LSFM和SDQCM关于重子反重子味道关联强度的预言值, 并与OPAL的实验数据做了比较。从中可以发现, 在未来的超级Z工厂上, 重味强子产生需要更精细的测量, 才能以此来深入理解强子化机制。

表 7: 超级Z工厂上的重子介子比。实验数据取自[191].

	EXP DATA	LSFM	SDQCM
$\frac{\Lambda_b^0}{\bar{B}^0}$	0.188 ± 0.101	0.201	0.239
$\frac{\Lambda_b^0}{\bar{B}^+}$	0.174 ± 0.090	0.200	0.240
$\frac{\Lambda_c^+}{\bar{D}^0}$	0.172 ± 0.039	0.121	0.160
$\frac{\Lambda_c^+}{\bar{D}^+}$	0.446 ± 0.105	0.360	0.351

2. 色连接研究

许多文献[164, 192, 193]对部分子系统的色空间结构进行了研究。对一个确定的部分子系统, 其色空间结构存在不同的分解方式, 分别对应部分子间不同的色连接方式[194, 195], 并可能导致末态强子分布、关联等性质的差异, 相关的探索已在不同的部分子系统中进行过[162, 196, 197]。其中一个重要而有趣的例子就是来自硬碰撞过程的四夸克系统($q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$), 这是一个极其简单的部分子系统, 但许多强子化现

表 8: LSFM和SDQCM对于重子反重子味道关联的预言。实验数据来自OPAL合作组[190].

	EXP DATA	LSFM	SDQCM
$\Lambda\bar{\Lambda}$	0.49 ± 0.06	0.38	0.48
$\Xi^-\bar{\Xi}^+$	0.04 ± 0.06	0.14	0.15
$\Xi^-\bar{\Lambda} + \bar{\Xi}^+\Lambda$	0.463 ± 0.099	0.510	0.538
$\Lambda_b^0\bar{\Lambda}_b^0$	—	0.08	0.12

象都与之相关，藉由它可对量子色动力学性质进行研究，例如特殊强子产生时的夸克重组现象，软相互作用对 W^\pm 等中间波色子的重建影响等等，这些现象背后所蕴含的强子化机制多少都与这四个夸克间的色连接有关。

现在常用的事例产生器(PYTHIA, HERWIG等)，对于含有N个胶子的部分子系统，普遍采用的“标准”色连接方式是色中性流连接，与此相区别的色连接方式中，典型的的就是由几个胶子组合在一起形成色单态而其余部分属于其它色单态的情况，这种所谓的‘色分离’系统已被广泛讨论过，例如对 $N_c = 3$ 的情况，通过有效哈密顿量方法[198]，我们曾计算过色单态链和色分离态[198, 199, 200]等不同色连接方式的相对几率。对于 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} + ng$ 过程，色有效哈密顿量 H_c 用于计算一个确定颜色状态 $|f\rangle$ 的几率振幅 $\langle f|H_c|0\rangle$ ，其定义是

$$\begin{aligned}
 H_c &= \sum_P (T^{\alpha_{P(1)}} T^{\alpha_{P(2)}} \dots T^{\alpha_{P(n)}})_{ab} D^P \Psi_a^\dagger \Psi_b^{\dagger} A_1^{\alpha_1^\dagger} A_2^{\alpha_2^\dagger} \dots A_n^{\alpha_n^\dagger} \\
 &= \sum_P (1/\sqrt{2})^n \text{Tr}(Q^\dagger G_{P(1)}^\dagger G_{P(2)}^\dagger \dots G_{P(n)}^\dagger) D^P
 \end{aligned} \tag{133}$$

其中， Ψ_a^\dagger 和 Ψ_b^{\dagger} 分别是夸克和反夸克的颜色算子； $(Q^\dagger)_a^b = \Psi_b^{\dagger} \Psi_a^\dagger$ 是九重态张量算子； G_u^\dagger 是胶子的色八重态算子； D^P 是部分子动量函数，它依赖于部分子的排序 P ， P 意味着 $(1, 2, \dots, n)$ 的某个排列组合，数字是代表部分子的标签。然而，哪一种色连接特别受非微扰量子色动力学支持，或是如何决定某种色连接相对其它色连接出现的几率，到目前还未发现有着特定的原则来确定上述问题。此类问题在四夸克系统中也可以进行探究。一般来说，色连接特指“色分离态”，然而对于部分子系统整体形成一个色单态的情况[170]，之前还未有过详细研究。在此种色连接方式中，这四个夸克不能形成两个色单态集团，而只能在强子化时作为一个色单态整体来对待。类似的一个特别的例子即 e^+e^- 反应中的双夸克对碎裂，这在文献[170]中已做过探讨，其中的事例触发判选就是寻找两喷注事例，其所对应的运动学构型就是 $(q_1 q_3)$ 和 $(\bar{q}_2 \bar{q}_4)$ 均具有很小的不变质量，可分别作为双夸克和双反夸克来处理，这必然导致产生两个重子，它们分别作为两个喷注的领头粒子。但是上述动量空间构型的限制非常强。

为了判选这种色连接的存在，选择组成含有两个重夸克的强子是便易的，显然该强子来自于双重夸克的碎裂。为此，我们将考察一个四重夸克系统，其中只要求一个 $QQ'(\bar{Q}\bar{Q}')$ 对具有很小的不变质量并作为一个双夸克(或双反夸克)来处理，另外的两个剩余的夸克的不变质量则放开不受限。为明确描述这种所谓的‘exotic’色连接，我们应考虑三喷注事例。双重夸克的强子化不仅可形成双重重子(如 Ξ_{cc} [165, 166])，还可以形成双重的四夸克态(如 T_{cc} [169])，这依赖于该双重夸克是与一个夸克结合，还是与一个双反夸克结合。近来，大批新的束缚态，例如X、Y、Z这样的‘exotic’强子在实验中被发现。人们认为上述粒子的产生机制研究有助于揭示它们的组成结构[167, 168]，其中一个重要的例子就是X(3872)，有关它的产生机制和组成结构，不少工作都进行了细致探索[201, 202]，其结果是将X(3872)解释为‘强子分子’。但与此同时，X(3872)也可以看做是夸克组成为 $cq\bar{c}\bar{q}$ 的四夸克态。对于后者，在我们的理论框架下，如果 $c\bar{c}$ 色单态集团的不变质量恰好处于合适范围，X(3872)就可以通过该集团的强子化得到，例如 $c\bar{c} \rightarrow X(3872) + \dots$ 。在后文中，上述各种可能产生的末态强子均会涉及到。

在图24中，我们给出了 $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow QQ'\bar{Q}\bar{Q}'$ 过程的产生截面随反应总能量Q的变化分布。对于未

来的超级Z工厂，很明显 Z^0 能量点所对应的产生截面非常之大，使得彻底研究上面所提及的特殊色连接成为可能。另外，在 Z^0 能量点上，重夸克 Q/Q' 应该是 c 或 b 夸克，为方便下面的讨论我们将主要以 c 夸克为例进行。

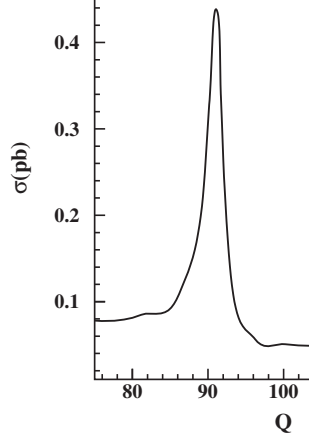


图 24: $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow QQ'\bar{Q}\bar{Q}'$ 过程的产生截面随反应总能量的分布.

2.1 四夸克系统的色连接

对于 $q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ 系统的色空间的不同分解方式中，有两种值得我们关注

$$(3_1 \otimes 3_2^*) \otimes (3_3 \otimes 3_4^*) = (1_{12} \oplus 8_{12}) \otimes (1_{34} \oplus 8_{34}) = (1_{12} \otimes 1_{34}) \oplus (8_{12} \otimes 8_{34}) \oplus \dots, \quad (134)$$

$$(3_1 \otimes 3_4^*) \otimes (3_3 \otimes 3_2^*) = (1_{14} \oplus 8_{14}) \otimes (1_{32} \oplus 8_{32}) = (1_{14} \otimes 1_{32}) \oplus (8_{14} \otimes 8_{32}) \oplus \dots, \quad (135)$$

其中 $3, 3^*, 1$ 和 8 分别代表 $SU_c(3)$ 的三重态、反三重态、单态和八重态表示，下标对应于相关的(反)夸克。上述两种色分解方式在当前流行的强子化模型，如LSFM和WCFM中均被采用，夸克或反夸克形成集团或色弦后独立碎裂为强子。另一方面，所谓的色重组现象就是由上述两种分解方式的不同而导致的，与其相关的过程例如LEP II的 $e^+e^- \rightarrow W^+W^-/Z^0Z^0 \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4 \rightarrow 4jets$ [163, 164, 192, 197, 203, 204]。在 $e^+e^- \rightarrow q_1\bar{q}_1 + g^* \rightarrow q_1\bar{q}_1q_2\bar{q}_2$ 过程中，需要注意的是， $(q_1\bar{q}_1)$ 和 $(q_2\bar{q}_2)$ 是不存在色单态情况的，但是 $(q_1\bar{q}_2)$ 和 $(q_2\bar{q}_1)$ 对应于(135)式中的 $1_{14} \otimes 1_{32}$ ，它们可以作为色单态来处理，进行独立碎裂[205]。

在(134)和(135)的分解式中，有一个显著的特征，即整个部分子系统被分解为超过一个的色单态集团。然而，对于 $q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ 系统的色空间，文献[170]指出，应该存在其它的分解方式，该方式使得整个部分子系统形成一个整体的色单态，其中一个有趣的例子是

$$(3_1 \otimes 3_3) \otimes (3_2^* \otimes 3_4^*) = (3_{13}^* \oplus 6_{13}) \otimes (3_{24} \oplus 6_{24}^*) = (3_{13}^* \otimes 3_{24}) \oplus (6_{13} \otimes 6_{24}^*) \oplus \dots, \quad (136)$$

其中 6_{13} (6_{24}^*)代表 $SU_c(3)$ 的六重态(反六重态)表示。当两个(反)夸克处于 $3^*(3)$ 颜色状态时，它们彼此间相互吸引形成一个双夸克或双反夸克，并且如果它们的不变质量足够小，这样的集团就有一定几率类似双夸克或双反夸克进行强子化，上述过程可以通过领头重子以及双喷注事例来判选。该过程相应的强子化效应因受相空间限制非常小，但是如果有未来高亮度的超级Z工厂的帮助，相关的物理可观测量就能够给出精确的测量。

另一方面, 还有一种重要情况值得考虑, 即只有一对夸克(反夸克)对不变质量很小, 其它的部分子不变质量不作要求。该情况对应的色结构整体看起来像一个‘大重子’, 可写为

$$\begin{aligned} (3_1 \otimes 3_3) \otimes 3_2^* \otimes 3_4^* &= 3_{13}^* \otimes 3_2^* \otimes 3_4^* \oplus \dots, \quad or \\ 3_1 \otimes 3_3 \otimes (3_2^* \otimes 3_4^*) &= 3_1 \otimes 3_3 \otimes 3_{24} \oplus \dots \end{aligned} \quad (137)$$

毫无疑问, 有着很小不变质量的(反)夸克对可以像一个(反)双夸克那样强子化为(反)重子(或四夸克态)。更进一步地, 若这四个夸克都是重味的, 即四重夸克系统, 则很容易通过鉴别双重重子(或四夸克态), 来判选这种色构型, 例如对于 $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}\bar{c} \rightarrow h's$ 过程, 我们可以用 Ξ_{cc}/T_{cc} 粒子作为判选条件。在这种情况下, cc 作为双夸克将组合一个夸克 q (或双反夸克)以强子化为重子(或四夸克态), 该过程会剩余一个反夸克 \bar{q} (或双夸克)来补偿系统的量子数(以下不作特殊说明, q 均指代轻夸克)。对于剩余系统的强子化, 可以采用某个确定的模型进行描述, 如LSFM或QCM, 对此下文将作详细探讨。

对于 $q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ 系统, 还有以下色分解情况值得考虑:

$$\begin{aligned} (3_1 \otimes 3_2^*) \otimes 3_3 \otimes 3_4^* &= (1_{12} \oplus 8_{12}) \otimes 3_3 \otimes 3_4^* = 1_{12} \otimes 3_3 \otimes 3_4^* \oplus 8_{12} \otimes 3_3 \otimes 3_4^* \quad or \\ (3_1 \otimes 3_4^*) \otimes 3_3 \otimes 3_2^* &= (1_{14} \oplus 8_{14}) \otimes 3_3 \otimes 3_2^* = 1_{14} \otimes 3_3 \otimes 3_2^* \oplus 8_{14} \otimes 3_3 \otimes 3_2^* \quad or \\ (3_3 \otimes 3_2^*) \otimes 3_1 \otimes 3_4^* &= (1_{32} \oplus 8_{32}) \otimes 3_1 \otimes 3_4^* = 1_{32} \otimes 3_1 \otimes 3_4^* \oplus 8_{32} \otimes 3_1 \otimes 3_4^* \quad or \\ (3_3 \otimes 3_4^*) \otimes 3_1 \otimes 3_2^* &= (1_{34} \oplus 8_{34}) \otimes 3_1 \otimes 3_2^* = 1_{34} \otimes 3_1 \otimes 3_2^* \oplus 8_{34} \otimes 3_1 \otimes 3_2^* \end{aligned} \quad (138)$$

以上情况与(137)类似, 只不过是有一个夸克反夸克对的不变质量很小, 而放开其它部分子的不变质量。若是四重夸克系统, 则不变质量很小的夸克反夸克对 $Q\bar{Q}$ 有一定的几率强子化为X、Y、Z等新强子态, 例如X(3872)。

下文所描述的工作, 其目的主要是: 通过研究 Z^0 能量点下, e^+e^- 对撞机上双重强子(选取 Ξ_{cc} 为代表)的产生以及对应的事例形状, 探索上述特殊色连接方式。在应用具体模型计算末态强子产生之前, 应该先研究该产生事例的形状, 即三喷注事例, 因为事例形状与强子化无关, 可以作为实验上的可能判选条件来有效地消除背景。

2.2 部分子级的事例形状分析

$e^+e^- \rightarrow QQ\bar{Q}'\bar{Q}'$ 过程的微分截面可写作

$$d\sigma = \frac{1}{2s} d\mathcal{L}ips_4 |\overline{\mathcal{M}}|^2, \quad (139)$$

其中 s 反应总能量的平方, $\mathcal{L}ips_4$ 代表4粒子的相空间, $|\overline{\mathcal{M}}|^2$ 是对振幅模方的自旋求和平均。在 Z^0 能量点, 我们考察对应于(137)式的三喷注截面, 此时 $QQ'(\bar{Q}\bar{Q}')$ 的不变质量要求处于一个确定的小范围, 即 $M_Q + M_{Q'} \sim M_Q + M_{Q'} + \delta m$ ($M_{\bar{Q}} + M_{\bar{Q}'} \sim M_{\bar{Q}} + M_{\bar{Q}'} + \delta m$)。以下我们选用DURHAM判据[206]

$$y_{ij} = \frac{2\min(E_i^2, E_j^2)(1 - \cos\theta_{ij})}{E_{cm}^2} \quad (140)$$

来定义喷注。由此可引入参数 y_{cut} , 即当两个粒子满足条件 $y_{ij} < y_{cut}$ 时, 可被认为是属于同一个喷注。将该喷注判据应用到部分子级截面

$$d\tilde{\sigma} = d\sigma[\Theta(M_Q + M_{Q'} + \delta m - M_{QQ'}) + \Theta(M_{\bar{Q}} + M_{\bar{Q}'} + \delta m - M_{\bar{Q}\bar{Q}'})] \quad (141)$$

即可得到三喷注事例的截面 σ_{3-jet} 。在上式中, $M_{QQ'}(M_{\bar{Q}\bar{Q}'})$ 代表双夸克(双反夸克)的不变质量。具体计算中, 精细结构常数取为 $\alpha = 1/128$, 强耦合常数取为 $\alpha_s = 0.12$, c 夸克质量取为 $m_c = 1.5 \text{ GeV}/c^2$, b 夸克

质量取为 $m_b = 4.5 \text{ GeV}/c^2$ 。图25给出了 σ_{3-jet} 相应的结果。图中表明，三喷注截面在 $y_{cut} = 10^{-3}$ 处可达到 10^{-2} pb 。如果超级Z工厂的积分亮度约达到 10^5 pb^{-1} ，则重味双夸克的产生事例的数量级可达几千。这使得精细探测如(137)式的特殊色连接的强子化效应成为可能。

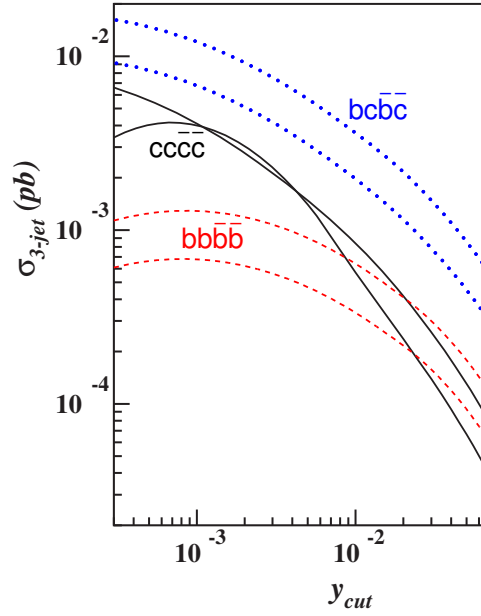


图 25: $e^+e^- \rightarrow QQ'\bar{Q}\bar{Q}'$ 过程的三喷注截面 σ_{3-jet} 随 y_{cut} 的变化。高一些的实线/虚线/点划线对应于 $\delta m = 1.5 \text{ GeV}$ 的结果，而低一些的则对应于 $\delta m = 1.0 \text{ GeV}$ 的结果。

2.3 强子化结果

当一个色单态系统的不变质量很大时，其强子化过程会通过利用强作用从真空中不断激发夸克而不断产生分支过程。新产生的夸克和初始夸克组合形成色单态的强子。下面我们以四重夸克系统中的重味双夸克为例，详细描述它的强子化过程。重味双夸克要形成一个双重重子（或四夸克态），需要结合一个夸克（双反夸克）；为了平衡颜色和味道量子数，真空中必须同时产生一个反夸克（或双夸克）。类似的分支过程可以一直持续下去，更多的夸克对和双夸克对不断通过系统与真空的强作用产生，直到整个部分子系统的绝大部分‘内能’都转化为该过程中产生的强子的动能和质量为止。新产生的两个夸克分别与初始的重味反夸克连接形成色弦或组合形成色单态集团，其相应的强子化过程可利用某个具体强子化模型来实现，例如LSFM或QCM。上述过程可不断进行下去，在每一步中，都要为根据相应产生率所产生的特定强子赋予特定的量子数。图26以 $ccc\bar{c}$ 为例描述了 Ξ_{cc} 的产生过程。

上述图象中，重味diquark的碎裂可采用Peterson公式[207]

$$f(z) \propto \frac{1}{z(1-1/z - \epsilon_Q/(1-z))^2}, \quad (142)$$

其中 ϵ_Q 是自由参数， $\epsilon_Q \propto 1/m_Q^2$ 。为描写起补偿作用的轻（反）夸克的碎裂，我们采用了Lund组的碎裂函数[208]

$$f(z) \propto z^{-1}(1-z)^a \exp(-bm_{\perp}^2/z), \quad (143)$$

其中 a 和 b 是自有参数，这里和PYTHIA一样，分别取 $a = 0.3 \text{ GeV}^{-2}$ 和 $b = 0.58 \text{ GeV}^{-2}$ 。

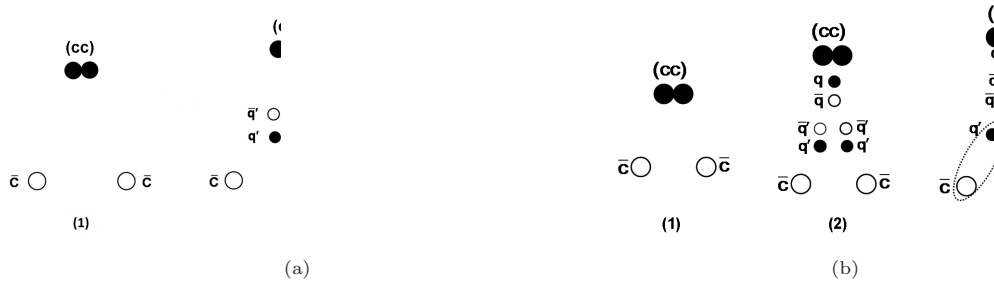


图 26: $(cc)\bar{c}c$ 系统的强子化过程, 通过真空激发的夸克导致 Ξ_{cc} 的产生。图中黑色实心圈代表夸克, 白色空心圈代表反夸克。(a) 在步骤(3)中初始的 \bar{c} 和 c 与两个真空激发出的轻夸克连接分别形成两个色弦, 因而采用LSFM描写其强子化; (b) 在步骤(3)中初始的 \bar{c} 和 c 与两个真空激发出的轻夸克组合分别形成两个色单态集团, 因而采用QCM描写其强子化。

对于可展示出强子化效应的 Ξ_{cc} 的能量分布和相对于冲度轴的横动量分布, 以及喷注的能量分布和不变质量分布等, LSF和QCM均给出相似的结果, 这里不再赘述。这里值得着重说明的是, 从图26可以看出, 由于只存在两个色弦而不是三个或更多, 在 \bar{Q} 和 Q' 之间的相空间并无色弦跨越, 这将导致一个显著的弦效应, 它决定于式(137)所给出的色连接方式, 而与采用何种强子化模型无关, 可作为上述特殊色连接的强子化图象的‘印记’。这一点在图27中阐释得非常清晰。众所周知, 在 e^+e^- 的质心系中, 对于三喷注事例, 由于动量守恒, 所有的三个喷注的三动量必将处于同一个平面 (\mathcal{P}) [209], 利用这点可以直接考察弦效应。这里我们提供了一个数值计算的例子, 首先通过要求任意两个喷注间的夹角不得小于 $\pi/2$, 选取更加对称的三喷注事例; 强子化后产生的每个末态粒子的三动量 \vec{k}_i 投影到平面 \mathcal{P} 上得到平面矢量 \vec{k}'_i , 该矢量必处于喷注动量所分隔平面 \mathcal{P} 的三个区域之一; 将含有双重强子的那个喷注的三动量方向选作平面 \mathcal{P} 的 x 轴方向, 则 \vec{k}'_i 和 x 轴间的夹角就是所对应末态粒子的方位角 ϕ 。由此我们就可以统计末态粒子数(或能量)分布 $1/N dN/d\phi (1/E dE/d\phi)$ 。相应结果见图27, 很明显LSFM和QCM均可给出类似的效应。图中 $\phi=0$ 和 $\phi=2\pi$ 对应着含有 Ξ_{cc} 的喷注的三动量方向, 在 π 附近的 ϕ 则对应没有色弦跨越的区域, 很明显几乎没有末态粒子出现于该区域。图中的峰值位置对应于三个喷注的动量方向。进一步可以发现, 粒子数分布和能量分布非常相近, 所以在实验上观测这里的弦效应, 既可通过径迹探测器测量粒子数实现, 又可通过量能器测量能量来实现。作为对称三喷注事例的弦效应特征的更全面展示, 这里还给出了粒子数随快度和横动量的分布图。图28中形似燕尾的分布结构很明确地展示了弦效应。通过辨析粒子快度和横动量的等值线, 三个喷注可以很好地被区分开来。一旦在超级Z工厂上观测到了 Ξ_{cc} 并累积获得大批事例, 这种弦效应即可被确证, 从而色流方法可被拓展到LHC和ILC等可能产生的带色重味粒子[210, 211]的研究上。

§2.6.2 强子及奇异强子

§2.7 双光子物理

§2.8 固定靶 ($ep, \bar{e}p$) 实验

夸克和胶子是强相互作用理论(QCD)的基本自由度, 核子(包括质子和中子)是由夸克通过交换传递强相互作用的胶子束缚在一起构成的, 是体现QCD理论三种颜色合成无色态及其非阿贝尔特性的最简单费米子系统。因此, 研究核子内部夸克-胶子结构一直是中高能核物理和粒子物理最活跃的研究领域之一。近年来, 核子内部结构研究取得了巨大进步, 并且不断涌现出令人鼓舞的新发展 [212]。我们目前对于核子内部结构的知识大多是通过深度非弹性散射(DIS)实验分析研究得到的。高能轻子(包括电子和正电子)为我们提供了分辨率小于核子尺寸的清晰探针, 可以“看到”核子内部的真实结构。通过对DIS的分析得知, 核子结构远比三个组份夸克复杂得多, 胶子成份也对核子自旋极化等问题有一定的贡献 [213]。世界

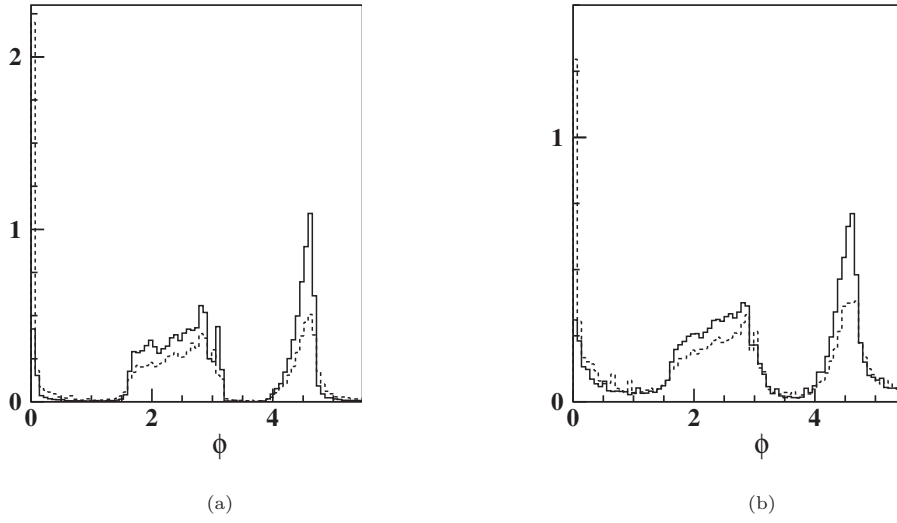


图 27: $e^+e^- \rightarrow \Xi_{cc} + X$ 事例过程的三喷注事例的弦效应. (a) 实线 (虚线) 代表采用 QCM (LSM) 时 $\frac{1}{N} \frac{dN}{d\phi}$ 的结果; (b) 实线 (虚线) 代表采用 QCM (LSM) 时 $\frac{1}{E} \frac{dE}{d\phi}$ 的结果. 这里所选取的对称三喷注事例要求任意两个喷注间的夹角不得小于 $\frac{\pi}{2}$.

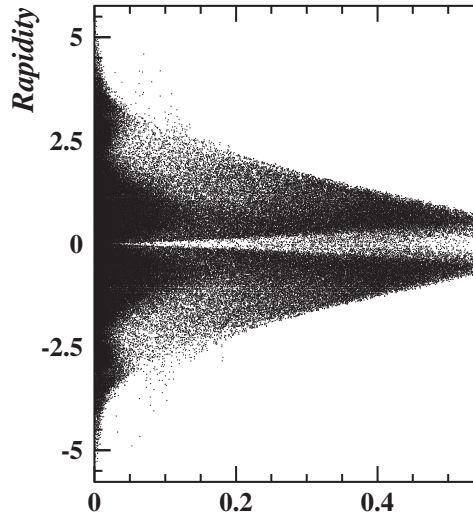


图 28: 粒子数分布随快度和横动量的变化. 两个黑色形如燕尾的区域对应于两个 c 碎裂形成的喷注. $x_T = 0$ 附近的黑色区域对应于含有 Ξ_{cc}/T_{cc} 的另一个喷注.

许多大实验室都在计划测量核子内的部分子的分布，期望解决核子的动量、角动量、电磁分布，核子质量的起源，夸克胶子囚禁的机制等基本问题。理解QCD如何在与禁闭相关的低能区工作，不仅对从QCD理解核子和原子核的结构、也对利用高能装置如大型强子对撞机(LHC)来发现超出标准模型的新物理都有决定性的意义。

§2.8.1 通过ep散射过程研究核子结构

核子内部结构的理论研究和实验探索是高能核物理的前沿课题。高能反应过程是研究核子及原子核内部结构与强相互作用性质的重要手段，尤其是电子散射是研究核子结构极其有效的手段，主要原因有两点：轻子是迄今为止没有发现有内在结构的基本粒子；量子电动力学对于电子和虚光子的耦合有非常精确的描述。QCD因子化定理是我们描述高能反应过程的理论基础。基于因子化定理，高能散射过程的微分截面可以被因子化为微扰可算硬部分和部分子分布函数之间的卷积。通过DIS实验，我们可以抽出部分子分布函数，它是核子结构的直接反映。所以，通过实验手段抽取这些部分子分布函数，对于研究核子内部结构至关重要，必将使人类对物质结构与强相互作用性质的认识上升到一个崭新的层面。

对于核子结构研究，SLAC(电子束流)，DESY(正电子束流)和CERN(质子束流)等实验室都曾对核子结构进行了卓有成效的研究。高速运动核子内的部分子非极化纵向动量分布已经积累了较丰富数据，极化部分子动量分布也有了较多数据，但是这些数据的运动学区域大多局限于 $Q^2 \leq 100 \text{ GeV}^2$, $x \geq 10^{-3}$ ，这限制了实验确定核子内夸克、胶子自旋贡献的测量精度。要对核子结构有全面的了解，仍有很多问题没有解决，如在大x区和小x区的行为；在低 Q^2 处的性能；“横向” g_2 的精确测量；夸克轨道角动量、胶子自旋和它的轨道角动量对核子自旋的贡献等等。这些都是未来实验和理论需要解决的重要课题。

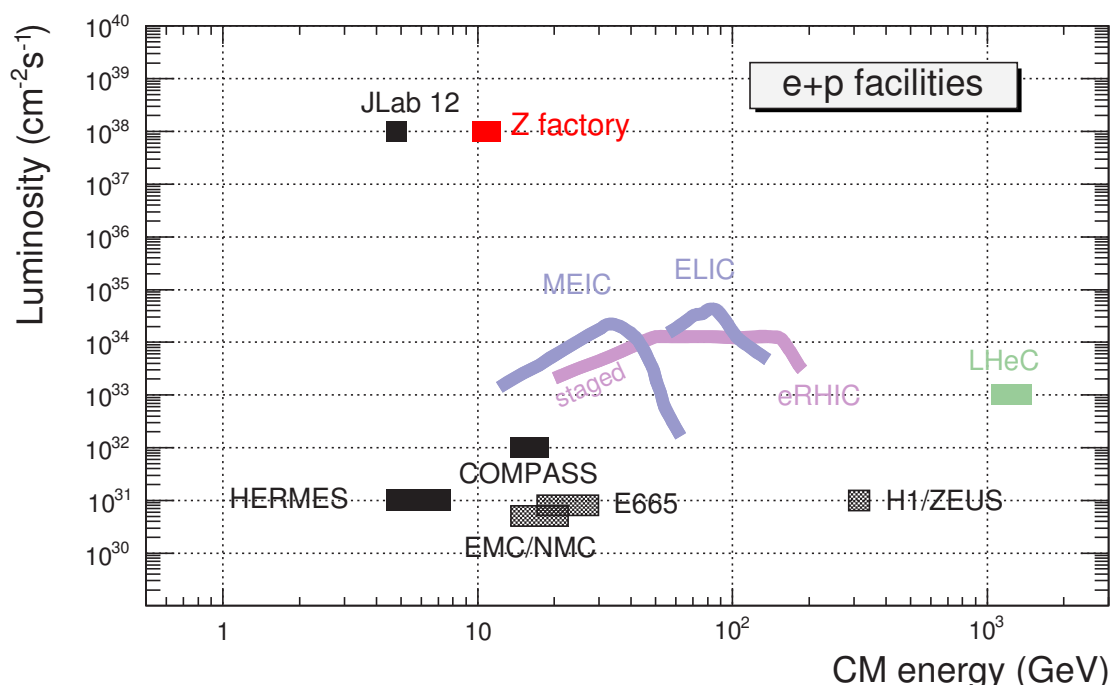


图 29: 国际ep散射装置的亮度与质心能量对照关系。

目前，国际上ep散射实验计划包括美国布鲁克海文国家实验室(BNL)的eRHIC和杰弗逊国家实验室(JLab)的MEIC，欧洲核子研究中心(CERN)的LHeC和德国重离子研究中心(GSI)的ENC等(图 29)。

这些实验装置的主要科学目标都定在了核子结构的研究上。其中，实验精度最高的是JLAB，它的加速器提供电子连续束流，亮度达 $10^{39}/\text{cm}^2\text{s}$ ；在极化束流和极化靶的情况下，亮度仍可高达约 $10^{36}/\text{cm}^2\text{s}$ ，这保证了实验的高统计性。计划中的Z工厂，正负电子的束流能量将达到50 GeV，ep散射的质心系能量约为10 GeV，比12 GeV升级后的JLab实验的质心系能量要高，同时Z工厂上的ep散射实验亮度也将达到JLab的亮度。再者，Z工厂上ep散射实验将比JLab的运动学范围更广（图 30），在较大的部分子动量 x 范围内，不但可以提供价夸克的分布函数的信息，还能提供海夸克的分布函数的信息，它的主要优势就在于能够给我们更多更精确的部分子分布函数信息，更有效地检验各种非微扰模型、格点QCD计算，为最终揭示核子的夸克结构迈出重要一步。可以预见，ep散射实验结果将为人们探索物质内部结构做出巨大贡献。

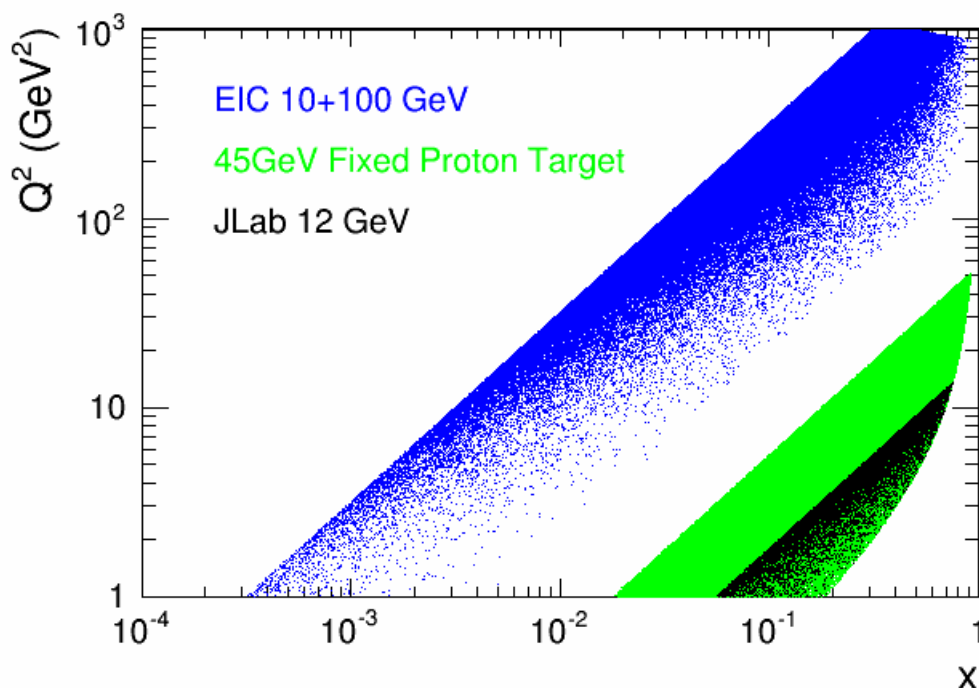


图 30: ep散射过程的运动学关系图。

§2.8.2 通过ep散射过程研究强子谱

在近代科学发展史上，谱学研究是人们探索物质微观世界非常有效的工具。上世纪初，科学家通过对原子能谱的研究，发现了玻尔量子理论；上世纪中期，科学家通过深入到原子内部对原子核谱的研究，成功提出了壳模型和集体运动模型。我们期待针对物质更深层次微观结构的强子谱开展研究取得重要突破。夸克模型对强子谱的研究比较成功，它将大部分的强子态描述成由夸克-反夸克构成的介子或三个夸克构成的重子。然而强相互作用理论并不排除可能存在超出这些简单结构的更加复杂的色单态的强子，例如：可能存在纯粹由胶子组成的色单态的胶子球，由组分夸克和组分胶子组成的夸克-胶子混杂态，超出传统夸克模型的多夸克强子态，以及由强子组成的类似氦核的强子分子态等。这些态被统称为QCD奇特强子态，在实验上还没有被完全确认。很长时间以来，实验上观测到的所谓的“奇特态”的解释始终是多种模型共存、多种解释在一定程度上都适用的状况，始终没有达成共识。近年来，实验上发现了许多新的介子和重子共振态 [214]，其中相当一部分粒子具有较为奇特的衰变模式，其结构不能用简单的三夸克（重子）或正反夸克对（介子）的图像给出合理的解释。特别是美国SLAC的BaBar、日本KEK的Belle和中

国BEPCh的BESIII实验关于XYZ新粒子的发现,对传统夸克模型提出了巨大挑战。这些新粒子态很可能是人们一直在寻找的奇特强子态。Z工厂上的 ep 散射质心系能量可以达到10 GeV,足以产生上述XYZ粒子。其产生XYZ的机制与正负电子对湮灭实验产生XYZ粒子的机制不同,形成互补。对于重子激发态,典型的激发能都有几百MeV,足以从夸克海中拉出一对夸克-反夸克。拉出来的夸克与重子内部原有的价夸克可形成“偶夸克”有色集团,然后再构成整个无色重子激发态;也可以形成两个无色强子构成的强子分子态。这种过程的激发能有可能比传统三夸克模型通过径向和轨道激发得到重子激发态的激发能要低,因此,对于某些重子激发态而言,其内部五夸克成份有可能占主导地位。这种五夸克图像给出了与经典夸克图像相当不同的重子激发态谱预言,有待实验检验。在电子与核子碰撞过程中,通过交换一个光子可以在核子中拉出一个夸克对,从而形成一个隐粲重子共振态,所以 ep 散射过程也是研究隐粲核子共振态的理想装置。此外,由于 ep 散射的质心系能量高,还可以产生D介子和 Λ_c 、 Σ_c 重子,可以研究含粲 Λ_c 和 Σ_c 重子。

总之,Z工厂所提供的高能电子束及其较高的亮度也为我国强子物理领域的研究提供了良好的机遇,Z工厂上进行 ep 散射实验,开展强子物理研究将充分发挥其作用。

§2.8.3 小结

我国BES已经在粲物理和轻强子谱研究方面取得了一批具有世界领先水平的创新性物理成果,特别是轻强子谱和粲偶素谱学方面具有独特的优势。但是,有关核子结构的研究依然存在许多根本性的具有挑战性的问题需要进一步研究,这使得核子结构的实验探索成为高能核物理的重要前沿课题。基于Z工厂的 ep 散射实验开展核子结构方面的前沿研究,对相关研究领域必将做出大的贡献。通过BES实验,我国在强子谱研究方面积累了丰富的经验,在国际上占有了重要的一席之地。近年来发现的大量类夸克偶素XYZ粒子增加了该领域的复杂性。这是国际谱学研究的热点,我国要抓住机遇做出实质性贡献。Z工厂上的 ep 散射实验完全可以开展XYZ粒子态的研究。届时可以通过光子玻色子过程对这些粒子进行更高精度的测量,对这些粒子态进行系统研究。我们相信,随着高能 ep 散射实验数据的出现,将会有大量激动人心的新发现,必将极大地推动这一领域的发展。

§3 对撞机

§4 探测器

§5 小结

参考文献

- [1] K. Mönig, arXiv:hep-ph/0101005, (2001).
- [2] R. D. Heuer, D. Miller, F. Richard, P. Zerwas, arXiv:hep-ph/0106315, (2001).
- [3] K. A. Olive *et al.* [Particle Data Group Collaboration], Chin. Phys. C **38**, 090001 (2014).
- [4] D. Y. Bardin, W. Beenakker, M. S. Bilenky, W. Hollik, M. Martinez, G. Montagna, O. Nicrosini and V. Novikov *et al.*, hep-ph/9709229.
- [5] A. Blondel, Phys. Lett. B **202**, 145 (1988) [Erratum-ibid. **208**, 531 (1988)].
- [6] S. Schael *et al.* [ALEPH and DELPHI and L3 and OPAL and SLD and LEP Electroweak Working Group and SLD Electroweak Group and SLD Heavy Flavour Group Collaborations], Phys. Rept. **427**, 257 (2006) [hep-ex/0509008].
- [7] G. Moortgat-Pick, T. Abe, G. Alexander, B. Ananthanarayan, A. A. Babich, V. Bharadwaj, D. Barber and A. Bartl *et al.*, Phys. Rept. **460**, 131 (2008) [hep-ph/0507011].
- [8] A. Freitas, K. Hagiwara, S. Heinemeyer, P. Langacker, K. Moenig, M. Tanabashi and G. W. Wilson, arXiv:1307.3962.
- [9] M. Awramik, M. Czakon, A. Freitas and B. A. Kniehl, Nucl. Phys. B **813**, 174 (2009) [arXiv:0811.1364 [hep-ph]].
- [10] K. Chetyrkin, J. Kuhn, and M. Steinhauser, Phys. Rev. Lett. **75**(1995)3394; J. J. Van der Bij, K. Chetyrkin, M. Faisst, G. Jikia, and M. Steinhauser, Phys. Lett. B**458**(2001)156; M. Faisst, J. Kuhn, M. Steinhauser, and O. Veretin, Nucl. Phys. B**665**(2003)649.
- [11] M. Baak, A. Blondel, A. Bodek, R. Caputo, T. Corbett, C. Degrande, O. Eboli and J. Erler *et al.*, arXiv:1310.6708 [hep-ph].
- [12] A. Sirlin, Phys. Rev. D**22**(1980)971.
- [13] R. Barbieri, R. Beccaria, P. Ciafaloni, G. Curci, and A. Vicere, Nucl. Phys. B**409**(1993)105.
- [14] J. Fleischer, O. V. Tarasov, and F. Jegerlehner, Phys. Lett. B**319**(1993)249.
- [15] G. Degrassi, P. Gambino, A. Vicini, Phys. Lett. B**383**(1996)219; G. Degrassi, P. Gambino, A. Sirlin, Phys. Lett. B**394**(1997)188.
- [16] A. Djouadi and C. Verzegnassi, Phys. Lett. B**195**(1987)265; L. Avdeev, J. Fleischer, S. Mikhailov, and O. Tarasov, Phys. Lett. B**336**(1994)560; K. Chetyrkin, J. Kuhn, and M. Steinhauser, Phys. Lett. B**351**(1995)331; B. Kniehl, J. Kuhn, and R. Stuart, Phys. Lett. B**214**(1988)621; B. Kniehl, Nucl. Phys. B**347**(1990)86; F. Halzen and B. Kniehl, Nucl. Phys. B**353**(1991)567; A. Djouadi and P. Gambino, Phys. Rev. D**49**(1994)3499.
- [17] A. Freitas, W. Hollik, W. Walter, and G. Weiglein, Phys. Lett. B**495**(2000)338, Nucl. Phys. B**632**(2002)189; M. Awramik and M. Czakon, Phys. Rev. Lett.**89**(2002)241801, Phys. Lett. B**568**(2003)48; A. Onishchenko and O. Veretin, Phys. Lett. B**551**(2003)111.
- [18] A. Freitas, JHEP **1404**, 070 (2014) [arXiv:1401.2447 [hep-ph]].
- [19] J. Fan, M. Reece and L. T. Wang, arXiv:1411.1054 [hep-ph].
- [20] G. Montagna, M. Moretti, O. Nicrosini, A. Pallavicini and F. Piccinini, Nucl. Phys. B **547**, 39 (1999) [hep-ph/9811436].
- [21] G. Montagna, M. Moretti, O. Nicrosini, A. Pallavicini and F. Piccinini, Phys. Lett. B **459**, 649 (1999) [hep-ph/9905235].
- [22] J. Fleischer, O. Tarasov, F. Jegerlehner, and P. Raczka, Phys. Lett. B**293**(1992)437; R. Harlander, T. Seidensticker, and M. Steinhauser, Phys. Lett. B**426**(1998)125; J. Fleischer, F. Jegerlehner, M. Tentyukov, and O. Veretin, Phys. Lett. B**459**(1999)625; A. Czarnecki and J. Kuhn, Phys. Rev. Lett. **77**(1996)3955.
- [23] R. Hwa, and V. Teplitz, Homology and Feynman Integrals, W. A. Benjamin, Inc. (1966), New York 10016.
- [24] R. Britto, F. Cachazo and B. Feng, Nucl. Phys. B **715**, 499 (2005) [hep-th/0412308].
- [25] R. Britto, F. Cachazo, B. Feng and E. Witten, Phys. Rev. Lett. **94**, 181602 (2005) [hep-th/0501052].

- [26] R. Britto, F. Cachazo and B. Feng, Nucl. Phys. B **725**, 275 (2005) [hep-th/0412103].
- [27] G. Ossola, C. G. Papadopoulos and R. Pittau, Nucl. Phys. B **763**, 147 (2007) [hep-ph/0609007].
- [28] P. Mastrolia and G. Ossola, JHEP **1111**, 014 (2011) [arXiv:1107.6041 [hep-ph]].
- [29] S. Badger, H. Frellesvig and Y. Zhang, JHEP **1204**, 055 (2012) [arXiv:1202.2019 [hep-ph]].
- [30] Y. Zhang, JHEP **1209**, 042 (2012) [arXiv:1205.5707 [hep-ph]].
- [31] G. Cullen, H. van Deurzen, N. Greiner, G. Heinrich, G. Luisoni, P. Mastrolia, E. Mirabella and G. Ossola *et al.*, Eur. Phys. J. C **74**, no. 8, 3001 (2014) [arXiv:1404.7096 [hep-ph]].
- [32] D. R. Grayson and M. E. Stillman, "Macaulay2, a software system for research in algebraic geometry." Available at <http://www.math.uiuc.edu/Macaulay2/>
- [33] A. von Manteuffel and C. Studerus, arXiv:1201.4330 [hep-ph].
- [34] S. Heinemeyer, W. Hollik, A.M. Weber, G. Weiglein, Arxiv:0711.0456.
- [35] B. Allanach *et al.*, Eur. Phys. J. C **25**(2002) 113; J. Aguilar-Saavedra *et al.*, Eur. Phys. J. C **46** (2006) 43.
- [36] A. Hoang *et al.*, Eur. Phys. J. direct C **2** (2000) 1; M. Martinez and R. Miquel, Eur. Phys. J. C **27** (2003) 49.
- [37] F. Jegerlehner, talk presented at the LNF Spring School, Frascati, Italy, 1999; hep-ph/0105283.
- [38] The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, Phys. Rept. **427**, 257 (2006).
- [39] A. Djouadi, G. Moreau and F. Richard, Nucl. Phys. B **773**, 43 (2007).
- [40] Sun Wei, Ma Wen-Gan, Zhang Ren-You, **Guo Lei**, Jiang Yi, and Han Liang, "The effects of the littlest Higgs model on the process $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ at a Z^0 -factory", SCIENCE CHINA, Physics, Mechanics & Astronomy, November 2010 Vol. 53 No. 11: 1961-1967.
- [41] A. B. Mahfoudh, Sun Wei, Ma Wen-Gan, Zhang Ren-You, **Guo Lei**, Han Liang, and Jiang Yi, "Muon-pair production in the left-right symmetric model at a Z^0 -factory", SCIENCE CHINA, Physics, Mechanics & Astronomy, August 2010 Vol. 53 No. 11: 1975-1980.
- [42] J. Cao, L. Wu, J. M. Yang, Nucl. Phys. B **829**(2010)370.
- [43] M. A. Mughal, M. Sadiq, K. Ahmed, Phys. Lett. B **417**(1998)87.
- [44] J. Cao, Z. Xiong, J. M. Yang, Eur. Phys. J. C **32**(2004)245.
- [45] M. Chemtob, Prog. Part. Nucl. Phys. **54**(2005)71.
- [46] M. Chaichian, K. Huitu, Phys. Lett. B **384**(1996)157.
- [47] M. Ahmed, *et al.*, Phys. Rev. D **65**(2002)112002.
- [48] R. Akers, *et al.*, Z. Phys. C **67**(1995)555.
- [49] J. A. Casas, A. Ibarra, Nucl. Phys. B **618**(2001)171.
- [50] J. F. Gunion and H. E. Haber, Phys. Rev. D **67**, 075019 (2003).
- [51] R. M. Barnett, *et al.*, Phys. Lett. B **136**, 191 (1984); R. M. Barnett, G. Senjanovic and D. Wyler, Phys. Rev. D **30**, 1529 (1984); Y. Grossman, Nucl. Phys. B **426**, 355 (1994).
- [52] C. Panagiotakopoulos, K. Tamvakis, Phys. Lett. B **446**, 224 (1999); C. Panagiotakopoulos, A. Pilaftsis, Phys. Rev. D **63**, 055003 (2001); A. Dedes, *et al.*, Phys. Rev. D **63**, 055009 (2001); A. Menon, *et al.*, Phys. Rev. D **70**, 035005 (2004);
- [53] See, e.g., J. R. Ellis, *et al.*, Phys. Rev. D **39** (1989) 844; M. Drees, Int. J. Mod. Phys. A **4** (1989) 3635; U. Ellwanger, M. Rausch de Traubenberg and C. A. Savoy, Phys. Lett. B **315** (1993) 331;
- [54] J. Cao, Z. Heng, J. M. Yang, JHEP **11**(2010)110.
- [55] S. Schael *et al.* [ALEPH and DELPHI and L3 and OPAL and SLD and LEP Electroweak Working Group and SLD Electroweak Group and SLD Heavy Flavour Group], "Precision electroweak measurements on the Z resonance", Phys. Rept. **427**, 257 (2006) [hep-ex/0509008].
- [56] Schael *et al.* [ALEPH Collaboration], "Branching ratios and spectral functions of tau decays: Final ALEPH measurements and physics implications", Phys. Rept. **421**, 191 (2005) [hep-ex/0506072].
- [57] A. Pich, "Precision Tau Physics", Prog. Part. Nucl. Phys. **75**, 41 (2014) [arXiv:1310.7922 [hep-ph]] 及其引用的

文献.

- [58] T. Behnke, J. E. Brau, P. N. Burrows, J. Fuster, M. Peskin, M. Stanitzki, Y. Sugimoto and S. Yamada *et al.*, arXiv:1306.6329 [physics.ins-det].
- [59] K. A. Olive et al. [Particle Data Group], "The Review of Particle Physics", Chin. Phys. C 38, 090001 (2014).
- [60] A. Stahl, "Physics with tau leptons", Springer Tracts Mod. Phys. 160, 1 (2000).
- [61] F.Scheck, Phts.Rept.44, 187(1978)
- [62] W.Fetscher, H.J.Gerber and K. F. Johnson, Phys. Lett. B 173, 102 (1986).
- [63] K. A. Olive et al. [Particle Data Group], "The Review of Particle Physics", Chin. Phys. C 38, 090001 (2014)
- [64] A. Pich, "Precision Tau Physics", Prog. Part. Nucl. Phys. 75, 41 (2014).
- [65] W. Marciano, A. Sirlin, Phys. Rev. Lett 61, 1815 (1988).
- [66] M. Davier, A. Hocker and Z. Zhang, Rev. Mod. Phys 78, 1043 (2006).
- [67] E. Gamiz, et. al., Phys. Rev. Lett 94, 011803 (2005); JHEP 0301, 060 (2003).
- [68] M. Davier, et. al., Eur. Phys. J. C 56, 305 (2008).
- [69] Heavy Flavor Averaging Group, arXiv:1207.1158.
- [70] I. S. Tonwer, J. C. Hardy, Rep. Prog. Phys 73, 046301 (2010).
- [71] V. Cirigliano, et. al., Rev. Mod. Phys 84, 399 (2012).
- [72] G. Colangelo, et. al., Eur. Phys. J. C 71, 1695 (2011).
- [73] Muon g-2 Collaboration, Phys. Rev. D 73, 072003 (2006).
- [74] Z. Zhang, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 253-255, 131 (2014).
- [75] Particle Physics Project Priorization Panel, "Building for Discovery: Strategic Plan for U.S. Particle Physics in the Global Context," http://science.energy.gov//media/hep/hepap/pdf/May%202014/FINAL_P5_Report_053014.pdf
- [76] J. Prades, E. de Rafael, and A. Vainshtein, arXiv:0901.0306[hep-ph].
- [77] K. Hagiwara, et. al., J. Phys. G 38, 085003 (2011).
- [78] M. Davier, et. al., Eur. Phys. J. C 27, 497 (2003).
- [79] K. Melnikov, A. Vainshtein, Phys. Rev. D 70, 113006 (2004).
- [80] B. W. Lee and R. E. Shrock, "Natural Suppression of Symmetry Violation in Gauge Theories: Muon - Lepton and Electron Lepton Number Nonconservation," Phys. Rev. D **16** (1977) 1444.
- [81] D. Black, T. Han, H. J. He and M. Sher, "tau - mu flavor violation as a probe of the scale of new physics," Phys. Rev. D **66** (2002) 053002 [hep-ph/0206056]; A. A. Petrov and D. V. Zhuridov, "Lepton flavor-violating transitions in effective field theory and gluonic operators," Phys. Rev. D **89** (2014) 033005 [arXiv:1308.6561 [hep-ph]].
- [82] J. Adam *et al.* [MEG Collaboration], "New constraint on the existence of the $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ decay," Phys. Rev. Lett. **110**, 201801 (2013) [arXiv:1303.0754 [hep-ex]].
- [83] <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/>;
- [84] A. Celis, V. Cirigliano and E. Passemar, "The model-discriminating power of lepton flavor violating tau decays," Phys. Rev. D **89** (2014) 095014 [arXiv:1403.5781 [hep-ph]].
- [85] S. Davidson, S. Lacroix and P. Verdier, "LHC sensitivity to lepton flavour violating Z boson decays," JHEP **1209**, 092 (2012) [arXiv:1207.4894 [hep-ph]].
- [86] A. Abada, V. De Romeri, S. Monteil, J. Orloff and A. M. Teixeira, "Indirect searches for sterile neutrinos at a high-luminosity Z-factory," arXiv:1412.6322 [hep-ph].
- [87] ATLAS Collaboration, CERN-PH-EP-2014-195 (2014)
- [88] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], "Search for a Heavy Neutral Particle Decaying to $e\mu$, $e\tau$, or $\mu\tau$ in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS Detector," arXiv:1503.04430 [hep-ex].
- [89] A. Abada, V. De Romeri and A. M. Teixeira, "Effect of sterile states on lepton magnetic moments and neutrinoless double beta decay," JHEP **1409**, 074 (2014) [arXiv:1406.6978 [hep-ph]].

- [90] S. Davidson, “Phenomenological review of Lepton Flavour Violation,” *Nuovo Cim. C* **035**, no. 06, 91 (2012) [Frascati Phys. Ser. **57**, 91 (2013)].
- [91] A. Pich, “Precision Tau Physics,” *Prog. Part. Nucl. Phys.* **75** (2014) 41 [arXiv:1310.7922 [hep-ph]].
- [92] S. Eidelman and M. Passera, “Theory of the tau lepton anomalous magnetic moment,” *Mod. Phys. Lett. A* **22**, 159 (2007) [hep-ph/0701260].
- [93] M. Passera, “Precise mass-dependent QED contributions to leptonic $g-2$ at order α^2 and α^3 ,” *Phys. Rev. D* **75** (2007) 013002 [hep-ph/0606174].
- [94] A. Czarnecki, B. Krause and W. J. Marciano, “Electroweak Fermion loop contributions to the muon anomalous magnetic moment,” *Phys. Rev. D* **52** (1995) 2619 [hep-ph/9506256];
- [95] B. Krause, “Higher order hadronic contributions to the anomalous magnetic moment of leptons,” *Phys. Lett. B* **390** (1997) 392 [hep-ph/9607259].
- [96] J. Abdallah *et al.* [DELPHI Collaboration], “Study of tau-pair production in photon-photon collisions at LEP and limits on the anomalous electromagnetic moments of the tau lepton,” *Eur. Phys. J. C* **35** (2004) 159 [hep-ex/0406010].
- [97] F. Cornet and J. I. Illana, “Tau pair production via photon-photon collisions at LEP,” *Phys. Rev. D* **53** (1996) 1181 [hep-ph/9503466].
- [98] A. A. Billur and M. Koksal, “Probe of the electromagnetic moments of the tau lepton in gamma-gamma collisions at the CLIC,” *Phys. Rev. D* **89** (2014) 3, 037301 [arXiv:1306.5620 [hep-ph]].
- [99] J. Bernabeu, G. A. Gonzalez-Sprinberg, J. Papavassiliou and J. Vidal, “Tau anomalous magnetic moment form-factor at super B/charm factories,” *Nucl. Phys. B* **790** (2008) 160 [arXiv:0707.2496 [hep-ph]].
- [100] J. Bernabeu, G. A. Gonzalez-Sprinberg and J. Vidal, “Tau spin correlations and the anomalous magnetic moment,” *JHEP* **0901** (2009) 062 [arXiv:0807.2366 [hep-ph]].
- [101] M. L. Laursen, M. A. Samuel and A. Sen, “Radiation Zeros and a Test for the g Value of the τ Lepton,” *Phys. Rev. D* **29** (1984) 2652 [Erratum-ibid. *D* **56** (1997) 3155].
- [102] M. A. Samuel and G. Li, “Measuring the magnetic moment of the tau lepton at the Fermilab tevatron, the SSC and the LHC,” *Int. J. Theor. Phys.* **33** (1994) 1471.
- [103] M. A. Samuel, G. w. Li and R. Mendel, “The Anomalous magnetic moment of the tau lepton,” *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991) 668 [Erratum-ibid. **69** (1992) 995].
- [104] F. Hoogeveen, “The Standard Model Prediction for the Electric Dipole Moment of the Electron,” *Nucl. Phys. B* **341**, 322 (1990).
- [105] J. S. M. Ginges and V. V. Flambaum, “Violations of fundamental symmetries in atoms and tests of unification theories of elementary particles,” *Phys. Rept.* **397** (2004) 63 [physics/0309054]; M. Pospelov and A. Ritz, “Electric dipole moments as probes of new physics,” *Annals Phys.* **318** (2005) 119 [hep-ph/0504231]; M. Raidal, *et al.*, “Flavour physics of leptons and dipole moments,” *Eur. Phys. J. C* **57** (2008) 13; M. Pospelov and A. Ritz, “Probing CP violation with electric dipole moments,” in “*Lepton dipole moments*,” B.L. Roberts and W.J. Marciano (eds.), Advanced series on directions in high energy physics, Vol. 20, World Scientific (2010), p. 439; T. Fukuyama, “Searching for New Physics beyond the Standard Model in Electric Dipole Moment,” *Int. J. Mod. Phys. A* **27** (2012) 1230015 [arXiv:1201.4252 [hep-ph]].
- [106] J. Engel, M. J. Ramsey-Musolf and U. van Kolck, “Electric Dipole Moments of Nucleons, Nuclei, and Atoms: The Standard Model and Beyond,” *Prog. Part. Nucl. Phys.* **71** (2013) 21 [arXiv:1303.2371 [nucl-th]]; L. Mercolli and C. Smith, “EDM constraints on flavored CP-violating phases,” *Nucl. Phys. B* **817** (2009) 1 [arXiv:0902.1949 [hep-ph]]; M. Jung and A. Pich, “Electric Dipole Moments in Two-Higgs-Doublet Models,” *JHEP* **1404** (2014) 076 [arXiv:1308.6283 [hep-ph]].
- [107] K. Inami *et al.* [Belle Collaboration], “Search for the electric dipole moment of the tau lepton,” *Phys. Lett. B* **551** (2003) 16 [hep-ex/0210066].
- [108] J. Bernabeu, G. A. Gonzalez-Sprinberg and J. Vidal, “CP violation and electric-dipole-moment at low energy

- tau-pair production,” Nucl. Phys. B **701** (2004) 87 [hep-ph/0404185]; J. Bernabeu, G. A. Gonzalez-Sprinberg and J. Vidal, “CP violation and electric-dipole-moment at low energy tau production with polarized electrons,” Nucl. Phys. B **763** (2007) 283 [hep-ph/0610135].
- [109] Q. J. Xu and C. H. Chang, “Suggestion for measuring the weak dipole moment of τ lepton at Z factory,” Phys. Rev. D **91**, no. 1, 013011 (2015) [arXiv:1410.1774 [hep-ph]].
- [110] A. Heister *et al.* [ALEPH Collaboration], “Search for anomalous weak dipole moments of the tau lepton,” Eur. Phys. J. C **30** (2003) 291 [hep-ex/0209066].
- [111] Y. S. Tsai, “Production of polarized tau pairs and tests of CP violation using polarized e^+e^- colliders near threshold,” Phys. Rev. D **51**, 3172 (1995) [hep-ph/9410265].
- [112] Y. s. Tsai, “The Investigation of CP violation through the decay of polarized tau leptons,” Phys. Lett. B **378**, 272 (1996).
- [113] T. Huang, J. M. Yang, B. L. Young and X. M. Zhang, “Effective CP violating operators of the tau lepton and some of their phenomenologies,” Phys. Rev. D **58**, 073007 (1998) [hep-ph/9803334]; T. Huang, W. Lu and Z. j. Tao, “Search for nonstandard model CP/T violation at tau charm factory,” Phys. Rev. D **55**, 1643 (1997) [hep-ph/9609220].
- [114] J. P. Lees *et al.* [BaBar Collaboration], “Search for CP Violation in the Decay $\tau^- \rightarrow \pi^- K_S^0 (>= 0\pi^0)\nu_\tau$,” Phys. Rev. D **85** (2012) 031102 [Erratum-ibid. D **85** (2012) 099904] [arXiv:1109.1527 [hep-ex]].
- [115] I. I. Bigi and A. I. Sanda, “A ‘Known’ CP asymmetry in tau decays,” Phys. Lett. B **625** (2005) 47 [hep-ph/0506037].
- [116] G. Calderon, D. Delepine and G. L. Castro, “Is there a paradox in CP asymmetries of $\tau^\pm \rightarrow K_{L,S}\pi^\pm\nu$ decays?,” Phys. Rev. D **75** (2007) 076001 [hep-ph/0702282 [HEP-PH]].
- [117] Y. Grossman and Y. Nir, “CP Violation in $\tau \rightarrow \nu\pi K_S$ and $D \rightarrow \pi K_S$: The Importance of $K_S - K_L$ Interference,” JHEP **1204** (2012) 002 [arXiv:1110.3790 [hep-ph]].
- [118] H. Z. Devi, L. Dhargyal and N. Sinha, “Can the observed CP asymmetry in $\tau \rightarrow K\pi\nu_\tau$ be due to nonstandard tensor interactions?,” Phys. Rev. D **90** (2014) 1, 013016 [arXiv:1308.4383 [hep-ph]].
- [119] M. Bischofberger *et al.* [Belle Collaboration], “Search for CP violation in $\tau \rightarrow K_S^0\pi\nu_\tau$ decays at Belle,” Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 131801 [arXiv:1101.0349 [hep-ex]].
- [120] J. H. Kuhn and E. Mirkes, “CP violation from charged Higgs exchange in hadronic tau decays with unpolarized beams,” In *Jerusalem 1997, High energy physics* 749-752 [hep-ph/9711364].
- [121] J. H. Kuhn and E. Mirkes, “CP violation in semileptonic tau decays with unpolarized beams,” Phys. Lett. B **398**, 407 (1997) [hep-ph/9609502].
- [122] C. A. Nelson, H. S. Friedman, S. Goozovat, J. A. Klein, L. R. Kneller, W. J. Perry and S. A. Ustin, “Stage 2 spin correlation functions: Tests for nonCKM type leptonic CP violation in $\tau \rightarrow \rho\nu$ decay,” Phys. Rev. D **50**, 4544 (1994).
- [123] For a recent overview, see e.g., Z. t. Liang, “Three dimensional imaging of the nucleon — TMD (theory and phenomenology),” plenary talk at the 21st International Symposium on Spin Physics, October 20-24, 2014, arXiv:1502.03896 [hep-ph]; also the extended version, Baibao Chen, Shuyi Wei and Zuo-tang Liang, “Three dimensional imaging of the nucleon and semi-inclusive high energy reactions”, to be published in Frontier of Physics, (2015).
- [124] S. Y. Wei, K. b. Chen, Y. k. Song and Z. t. Liang, Phys. Rev. D **91**, no. 3, 034015 (2015) [arXiv:1410.4314 [hep-ph]].
- [125] D. Buskulic *et al.* [ALEPH Collaboration], Phys. Lett. B **374**, 319 (1996).
- [126] K. Ackerstaff *et al.* [OPAL Collaboration], Eur. Phys. J. C **2**, 49 (1998) [hep-ex/9708027].
- [127] K. Ackerstaff *et al.* [OPAL Collaboration], Phys. Lett. B **412**, 210 (1997) [hep-ex/9708022].
- [128] K. Ackerstaff *et al.* [OPAL Collaboration], Z. Phys. C **74**, 437 (1997).
- [129] P. Abreu *et al.* [DELPHI Collaboration], Phys. Lett. B **406**, 271 (1997).

- [130] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **96**, 232002 (2006) [hep-ex/0507063].
- [131] A. Vossen *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **107**, 072004 (2011) [arXiv:1104.2425 [hep-ex]].
- [132] J. P. Lees *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **90**, 052003 (2014) [arXiv:1309.5278 [hep-ex]].
- [133] Yinghui Guan, talk given at the 4th International Workshop on Transverse Polarisation Phenomena in Hard Processes (Transversity 2014), June 9 to 13, 2014, Chia, Italy, also talk given at the 21st International Symposium on Spin Physics, October 20-24, 2014.
- [134] Bodwin G T, Lee J, and Yu C, Phys. Rev. D **77**, 094018 (2008).
- [135] Zhang Y J, Gao Y J, and Chao K T, Phys. Rev. Lett. **96**, 092001 (2006).
- [136] Gong B and Wang J X, Phys. Rev. D **77**, 054028 (2008).
- [137] Zhang Y J and Chao K T, Phys. Rev. Lett. **98**, 092003 (2007).
- [138] Ma Y Q, Zhang Y J, and Chao K T, Phys. Rev. Lett. **102**, 162002 (2009).
- [139] Gong B and Wang J X, Phys. Rev. Lett. **102**, 162003 (2009).
- [140] Gong B and Wang J X, Phys. Rev. Lett. **100**, 181803 (2008); Phys. Rev. Lett. **100**, 232001 (2008).
- [141] Butenschoen M and Kniehl B A, Phys. Rev. Lett. **108**, 172002 (2012).
- [142] Gong B, Wan L P, Wang J X, and Zhang H F, Phys. Rev. Lett. **110**, 042002 (2013).
- [143] Wu X G, Brodsky S J, and Mojaza M, Prog. Part. Nucl. Phys. **72**, 44 (2013).
- [144] Sun Z, Wu X G, Chen G, Jiang J, and Yang Z, Phys. Rev. D **87**, 114008 (2013).
- [145] Chang C H, Driouch C, Eerola P, and Wu X G, Comput. Phys. Commun. **159**, 192(2004).
- [146] Chang C H, Wang J X, and Wu X G, Comput. Phys. Commun. **177**, 467 (2007).
- [147] Murayama H and Peskin M E, Annu. Rev. Nucl. Part.Sci. **46**, 533 (1996).
- [148] Chang C H and Chen Y Q, Phys.Rev. D**46**, 3845 (1992).
- [149] Yang Z, Wu X G, Deng L C, Zhang J W, and Chen G, Eur. Phys. J. C **71**, 1563 (2011); Qiao C F, Sun L P, and Zhu R L, JHEP **1108**, 131 (2011).
- [150] Yang Z, Wu X G, Chen G, Liao Q L, Zhang J W, Phys. Rev. D **85**, 094015 (2012).
- [151] Jiang J, Wu X G, Liao Q L, Zheng X C, and Fang Z Y, Phys. Rev. D **86**, 054021 (2012); Jiang J, Wu X G, Wang S M, Zhang J W, and Fang Z Y, Phys. Rev. D **87**, 054027 (2013).
- [152] Sjostrand T, Mrenna S and Skands P, JHEP **0605**, 026(2006).
- [153] Yang Z, Wu X G, and Wang X Y, Comput. Phys. Commun. **184**, 2848 (2013).
- [154] Chen Y Q and Wu S Z, JHEP **1108**, 144 (2011).
- [155] Baranov S P and Slad V L, Phys. Atom. Nucl. **67**, 808 (2004).
- [156] Y. Jin, S. Y. Li, Z. G. Si and T. Yao, arXiv:1005.4664 [hep-ph].
- [157] T. Sjostrand, Int. J. Mod. Phys. A **3**, 751 (1988).
- [158] S. Wolfram, CALT-68-778, C80-03-09-18.
- [159] G. Marchesini and B. R. Webber, Nucl. Phys. B **238**, 1 (1984); B. R. Webber, Nucl. Phys. B **238**, 492 (1984).
- [160] JIN Yi et al., SCIENCE CHINA-Physics, Mechanics & Astronomy **53**, 1998 (2010).
- [161] F. l. Shao, Q. b. Xie, S. y. Li and Q. Wang, Phys. Rev. D **69**, 054007 (2004).
- [162] S. y. Li, F. l. Shao, Q. b. Xie and Q. Wang, Phys. Rev. D **65**, 077503 (2002).
- [163] S. Y. Li, Z. G. Si, Q. B. Xie and Q. Wang, Phys. Lett. B **458**, 370 (1999).
- [164] Z. G. Si, Q. Wang and Q. B. Xie, Phys. Lett. B **401**, 107 (1997).
- [165] J. P. Ma and Z. G. Si, Phys. Lett. B **568**, 135 (2003).
- [166] J. Jiang, X. -G. Wu, S. -M. Wang, J. -W. Zhang and Z. -Y. Fang, Phys. Rev. D **87**, **054027** (2013).
- [167] L. Maiani, A. D. Polosa, V. Riquer and C. A. Salgado, Phys. Lett. B **645** (2007) 138.
- [168] W. Han, S. Y. Li, Y. H. Shang, F. L. Shao and T. Yao, Phys. Rev. C **80**, 035202 (2009).
- [169] S. Zouzou, B. Silvestre-Brac, C. Gignoux, J. M. Richard, Z. Phys. C **30**, 457 (1986).
- [170] W. Han, S. -Y. Li, Z. -G. Si and Z. -J. Yang, Phys. Lett. B **642**, 62 (2006).
- [171] Y. Jin, S. -Y. Li, Z. -G. Si, Z. -J. Yang and T. Yao, Phys. Lett. B **727**, 468 (2013).

- [172] Y. Jin, S. Y. Li, Y. R. Liu, Z. G. Si and T. Yao, *Phys. Rev. D* **89**, no. 9, 094006 (2014).
- [173] X. Artru and G. Mennessier, *Nucl. Phys. B* **70**, 93 (1974).
- [174] B. Andersson, G. Gustafson and C. Peterson, *Z. Phys. C* **1**, 105 (1979); B. Andersson and G. Gustafson, *Z. Phys. C* **3**, 223 (1980); B. Andersson, G. Gustafson and B. Soderberg, *Z. Phys. C* **20**, 317 (1983); B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjostrand, *Phys. Rept.* **97**, 31 (1983).
- [175] V. V. Anisovich and V. M. Shekhter, *Nucl. Phys. B* **55** 455 (1973).
- [176] J. D. Bjorken and G. R. Farrar, *Phys. Rev. D* **9**, 1449 (1974).
- [177] Das KP, Hwa RC. *Phys. Lett. B*68:459 (1977). erratum *Phys. Lett. B*73:504 (1978)
- [178] Adamovich M, et al (WA82 Collaboration). *Phys. Lett. B*305:402 (1993)
- [179] 谢去病, 墨文川, 李裕发, 高能物理与核物理, 第8卷, 第5期, 1984年9月, 642-647页.
- [180] Q. B. Xie and Z. T. Liang, In “*Jinan 1987, Proceedings, Multiparticle production*”, edited by R. C. Hwa and Q. B. Xie, World Scientific, Singapore (1987) p.469-496.
- [181] Q. B. Xie and X. M. Liu, *Phys. Rev. D* **38**, 2169 (1988).
- [182] Q. B. Xie, in “*19th International Symposium on Multiparticle Dynamics 1988*”, edited by D. Schiff and J. Tran Thanh Van, Editions Frontieres, France and World Scientific, Singapore (1988), p.369-375
- [183] Z. T. Liang and Q. B. Xie, *Phys. Rev. D* **43**, 751 (1991); Q. Wang and Q. B. Xie, *J. Phys. G* **21**, 897 (1995); J. Q. Zhao, Q. Wang and Q. B. Xie, *Sci. China Ser. A* **38**, 1474 (1995); Q. Wang, Z. G. Si and Q. B. Xie, *Int. J. Mod. Phys. A* **11**, 5203 (1996); Z. G. Si, Q. B. Xie and Q. Wang, *Commun. Theor. Phys.* **28**, 85 (1997).
- [184] Q. Wang, Q. B. Xie and Z. G. Si, *Phys. Lett. B* **388**, 346 (1996); Q. Wang and Q. B. Xie, *Phys. Rev. D* **52**, 1469 (1995); Q. Wang, G. Gustafson and Q. B. Xie, *Phys. Rev. D* **62**, 054004 (2000); Q. Wang, G. Gustafson, Y. Jin and Q. B. Xie, *Phys. Rev. D* **64**, 012006 (2001).
- [185] F. L. Shao, T. Yao and Q. B. Xie, *Phys. Rev. C* **75**, 034904 (2007) [arXiv:nucl-th/0611026].
- [186] F. L. Shao, Q. B. Xie and Q. Wang, *Phys. Rev. C* **71**, 044903 (2005); T. Yao, Q. B. Xie and F. L. Shao, *Chinese Physics C* 32(05), 356 (2008); J. Song, F. L. Shao, Q. B. Xie, Y. F. Wang and D. M. Wei, arXiv:0801.0918 [hep-ph].
- [187] T. Yao, W. Zhou and Q. B. Xie, *Phys. Rev. C* **78**, 064911 (2008) [arXiv:0809.0049 [nucl-th]].
- [188] Z. G. Si, Q. B. Xie and Q. Wang, *Commun Theor Phys* **28**, 85 (1997); Z. G. Si and Q. B. Xie, *HEPNP* **23**, 445 (1999).
- [189] G. Abbiendi *et al.* [OPAL Collaboration], *Eur. Phys. J. C* **14**, 373 (2000).
- [190] P. D. Acton *et al.* [OPAL Collaboration], *Phys. Lett. B* **305**, 415 (1993).
- [191] C. Amsler *et al.* [Particle Data Group Collaboration], *Phys. Lett. B* **667**, 355 (2008).
- [192] G. Gustafson and J. Hakkinen, *Z. Phys. C* **64**, 659 (1994).
- [193] L. L. Tian, Q. B. Xie and Z. G. Si, *Phys. Rev. D* **49**, 4517 (1994).
- [194] Q. Wang and Q. B. Xie, *Phys. Rev. D* **52**, 1469 (1995).
- [195] Q. Wang, G. Gustafson and Q. B. Xie, *Phys. Rev. D* **62**, 054004 (2000).
- [196] C. Friberg, G. Gustafson and J. Hakkinen, *Nucl. Phys. B* **490**, 289 (1997).
- [197] G. Altarelli, T. Sjostrand and F. Zwirner, REPORT-NUM-CERN-96-01, CERN-96-01-V-1, CERN-YELLOW-96-01-V-1, CERN-96-01, CERN-96-01-V-2, CERN-YELLOW-96-01-V-2.
- [198] Q. Wang, Q. B. Xie and S. Y. Li, *Commun. Theor. Phys.* **34**, 491 (2000).
- [199] Q. Wang, G. Gustafson, Y. Jin and Q. B. Xie, *Phys. Rev. D* **64**, 012006 (2001).
- [200] Y. Jin, S. Y. Li and Q. B. Xie, *HEPNP* **27**, 282 (2003).
- [201] C. Bignamini, B. Grinstein, F. Piccinini, A. D. Polosa and C. Sabelli, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 162001 (2009).
- [202] A. Esposito, F. Piccinini, A. Pilloni and A. D. Polosa, *J. Mod. Phys.* **4**, 1569 (2013).
- [203] T. Sjostrand and V. A. Khoze, *Z. Phys. C* **62**, 281 (1994).
- [204] G. Gustafson, U. Pettersson and P. M. Zerwas, *Phys. Lett. B* **209**, 90 (1988).
- [205] Qun Wang, Qu-Bing Xie and Zong-Guo Si, *Phys. Lett. B* **388**, 346 (1996).

- [206] S. Catani, Yu. L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock and B.R. Webber, Phys. Lett. B **269**, 432 (1991).
- [207] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt and P.M. Zerwas, Phys. Rev. D **27**, 105 (1983).
- [208] B. Andersson, G. Gustafson and B. Soderberg, Z. Phys. C **20**, 317 (1983).
- [209] J. R. Ellis, M. K. Gaillard and G. G. Ross, Nucl. Phys. B **111** (1976) 253 [Erratum-ibid. B **130** (1977) 516].
- [210] Y. Kats and M. J. Strassler, JHEP **1211**, 097 (2012).
- [211] C. Y. Chen, A. Freitas, T. Han and K. S. M. Lee, arXiv:1410.8113 [hep-ph].
- [212] D. Boer, M. Diehl, R. Milner, R. Venugopalan, W. Vogelsang, D. Kaplan, H. Montgomery and S. Vigdor et al., “Gluons and the quark sea at high energies: Distributions, polarization, tomography,” arXiv:1108.1713 [nucl-th].
- [213] B. S. Zou and D. O. Riska, “The s anti-s component of the proton and the strangeness magnetic moment,” Phys. Rev. Lett. **95**, 072001 (2005).
- [214] K. A. Olive et al. [Particle Data Group Collaboration], “Review of Particle Physics,” Chin. Phys. C **38**, 090001 (2014).