

# 超 弦

J. H. Schwarz

把自然界的基本建造砖块看作是弦而不是点粒子,就能容许人们建立一个统一的量子理论,它能把引力与其他已知的力统一起来。

在过去三年里,已有许多理论物理学家热情投身于超弦理论的研究。我们越来越确信,在我们的手头上已第一次有了许多对于建立一个几乎是唯一的统一量子理论所需的基本要素,这个理论能对所有的基本粒子以及基本粒子之间的各种力作出统一的描述。我们也相信,这个理论没有不一致性,而这种不一致性过去曾严重阻碍了构造一个既能描写弱、电磁和强相互作用,又能描写万有引力的“统一场论”的一切企图。简言之,借用一句大众化的宣传术语来说,或许我们已最终有了一个“一切事物的理论”。

弦理论不同于通常的量子场论之处,在于它假设一切物质的基本成分是弦(即一维曲线),而不是点粒子。Planck 长度

$$L_p = \left(\frac{\hbar G}{c^3}\right)^{\frac{1}{2}} \approx 1.6 \times 10^{-33} \text{cm}$$

和 Planck 质量

$$M_p = \left(\frac{\hbar c}{G}\right)^{\frac{1}{2}} \approx 2.2 \times 10^{-5} \text{g}$$
$$\approx 1.2 \times 10^{19} \text{GeV}/c^2$$

分别表示这些弦的大小和它们的激发能量。在这个标度上,超弦理论以显著的特点不同于普通点粒子理论。但在大距离或低能量下,它能很好地被点粒子理论近似。Planck 能标比目前实验能提供的能量大出十几个量级,以致于鼓动了一种怀疑的情绪,它声称弦理论将决不可能被检验。然而,正如我将要讨论的那样,超弦理论在很低的能量下总应该有可供检验的结论。

物理

## 一、标准模型

描写一切已确立的基本粒子物理的实验结果的理论框架,在过去 30 年中已有长足的进展,这就是标准模型的提出。未考虑引力的基本粒子理论必须与狭义相对论和量子理论的原则一致。量子场论就是合并了这两个原则的数学框架,它把基本粒子当作点状物来描写。

为了数学上的一致性和理论上的可接受性,量子场论必须是可重正的和无反常的。重正化意味着理论中任何物理上的可测量的计算要给出有限的结果。反常则是指当理论被量子化时,经典守恒律(或规范不变性)受到破坏。数学上一致的量子场论有许多种,标准模型是人们在唯象基础上经过特殊选择后得到的一个模型。

标准模型只包含了自旋为 0, 1/2 和 1 的粒子,每种自旋值的粒子扮演了一个特别的角色。胶子、W 和 Z 玻色子以及光子都是自旋为 1 的粒子,其中胶子传递强力,W 和 Z 玻色子传递弱力,光子传递电磁力。作为一切普通物质的基本成分的夸克和轻子,其自旋为 1/2。自旋为 0 的粒子叫做 Higgs 标量粒子,其作用是诱导对称性的自发破缺。

标准模型是以一种特殊类型的量子场论即非 Abel 规范理论(或称杨-Mills 理论)为基础的。这种理论的表述形式在基本场变量的某种对称变换下不变,这些对称变换的值在时空的每一点上是被独立选取的。李群提供了这种连

续对称变换的数学描写。标准模型中采用的李群为  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ ，它是一种与唯象观察相一致的最小选法。标准模型的夸克和轻子已知有三代。没有证据表明存在第四代，但不能排除其存在的可能性。

规范理论的每一个对称性都代表了描写各种场的动力学基本方程的精确对称性。然而可能出现一种情况，即最低能量的解(理论的基态或真空)没有保留方程的全部对称性。在这种情况下，人们说对称性自发破缺了。在标准模型中，12个对称性仅有三个被破缺。 $SU(3)$  色群的8个生成元和  $U(1)$  电磁群的一个生成元对应于未破缺的对称性。这个未破缺的  $U(1)$  实际上是  $SU(2)$  因子的  $U(1)$  子群和  $U(1)$  因子本身的线性组合。Weinberg 角  $\theta_w$  是这一混合的量度。与未破缺的对称性相应的自旋为1的粒子是无质量的，在标准模型中它们是光子和胶子。与自发对称破缺对应的规范介子 ( $W^\pm, Z^0$ ) 获得了质量。如果对自旋为0的 Higgs 粒子导入适当的自耦合，那么对称破缺将可能发生。这样构造的理论仍是可重正的量子场论，但它的某些参数需要进行某种精细的调节，以便得到所观察到的质量等级。这种参数的不自然调节是理论上的一个严重困扰。

标准模型的成功是令人印象深刻的，但它还有许多不能解释的东西。对称群和表示的选择是在唯象基础上作出的。有多少代粒子也是靠唯象选取的。7个耦合常数(特别是涉及 Higgs 场的常数)以及夸克轻子的质量和混合角都是一些自由调节的参量。人们选择其值与所测值相合，并希望这些自由选择的大部分或全部都能由某些更基本的原理推出。人们需要一个更深入的理论，一个标准模型的非平凡扩充，由它能推出低能下的标准模型。最后，标准模型是不完备的，它不包括引力。

有许多人想把作为经典场论的广义相对论与标准模型结合起来，但是当生成的系统被解释为量子理论时，严重的问题就出现了。例如，描写各种量子力学修正的 Feynmann 图，给出了不能重正化的发散。不存在把基本粒子描写

为点的一致性的量子引力理论。

## 二、标准模型的扩充

大统一理论、超对称理论和额外的空间维数，这些都是超越标准模型的很有意义的理论尝试。这些建议的每一种都能归并到一个普通规范场论中，令人惊奇的是它们都与弦理论相关。

大统一理论建议对强力与弱电力作统一的理论描述。把色  $SU(3)$  和弱电  $SU(2) \times U(1)$  对称性嵌入到更大的单李群中就能达到这一目的。用一个在短距离情况下有更好行为的渐近自由理论以取代标准模型，那么能合并标准模型的最小群是  $SU(5)$ 。基于这一对称性的大统一理论受到了最大的关注。大统一理论既有成功也有失败。成功处是以5%的精度对混合角  $\sin^2\theta_w$  作出了计算，并允许对夸克和轻子的分类作更优美的群论安排。失败处则是它预言质子以过快的速率衰变，这已为实验所否定。夸克和轻子的某些质量比值的预言也与实测不一致。然而，大统一理论的成功相当大地依赖于一般性的特点，其失败则倾向于敏感地依赖于粒子模型中的细节之处。这一特点应该说是对大统一理论的某种支持。的确，在弦理论中有证据表明，大统一理论的成功之处将被保留，但失败之处却被淘汰。

超对称是标准模型对称性的另一扩充，这一扩充具有非常深远的意义。超对称性与普通李群对称性有所不同。超对称变换可以把一个整数自旋的粒子变为半整数自旋的配偶粒子，因而在描写粒子的不可约表示中含有不同的自旋。当相继的超对称变换被执行时，组合效应包括了时空平移。超对称是 Poincare 对称性的唯一可能的非平凡扩充。

理论研究表明，发散在超对称理论中的相消性可能有助于解决精细调节问题。现在还没有超对称的实验证据。如果超对称是精细调节问题的正确解答的话，它应该以某种方式残存到表征弱作用的 100GeV 标度上。于是每个已

知的粒子就应有一个或多个配偶粒子,某些超对称粒子应当很快被发现,或许就在费米实验室的对撞机上。

基本粒子表中还有引力子,即引力的量子,它不是标准模型的成员。在普通能量下,它的相互作用太弱以致无法测量。然而我们知道,它的自旋必须为 2,因为广义相对论中时空度规是对称矩阵。这一特性把引力与其它力区别开来,其它力是被自旋为 1 的粒子所传递的。超对称的引力叫超引力。超引力的理论中包含了一个或多个引力微子。引力微子是超对称的规范粒子,类似于自旋为 1 的粒子是李群的规范粒子那样。

时空的几何在广义相对论中是由动力学决定的,在弦理论中也是如此。弦理论是广义相对论的推广,从这一角度上看,考虑额外时空维数的可能性或许是有意义的。如果动力学迫使额外维数卷曲成足够小的空间,那么所生成的理论将不与物理世界所观察到的三维性相冲突。超弦理论最优越的维数是十维,即九维空间一维时间,因此六个空间维数应该卷曲起来,这称作“紧致化”。

### 三、三种超弦理论

弦理论的想法第一次出现在物理学中是在 1960 年后,那时 Veneriano 和 Nambu 等人企图解释强相互作用粒子即强子的数学特点的物理起源。但是这些弦理论预言了无质量的自旋为 2 的粒子,它与强子是无关系的。稍后,Sherk 和我于 1974 年建议,只要把弦的尺度看作是 Planck 长度,并认为弦描写了引力与其它力的统一,那么上述困难就可以克服。我们还想象,这一建议可能克服发展一个引力的量子理论所遇到的困难。但弦理论作为强子理论候选者的兴趣一直持续到七十年代中期,直到  $SU(3)$  色理论和标准模型成功地解释了大多数实验数据为止。超弦研究潮流的开始是被一个数学的发现所激励的。这一发现是由 Green 和我在 1984 年作出的,它证明了具有时空超对称性的特殊弦理论,因而称为超弦理论,仅当时空维数

是 10,内部对称群是  $SO(32)$  时,才是无反常的。下面我们仅讨论超弦。

弦能以两种不同的拓扑出现,叫做开的和闭的。开弦是具有自由端的线段,而闭弦是没有自由端的圈(它有圆的拓扑)。在某些弦理论中,弦有一个内禀的取向(用箭头表示)。对于特定的弦理论的每个解,弦的各种量子力学激发(振动模式)被解释为基本粒子谱。激发可能涉及旋转和振动自由度或附于弦上的各种内部自由度。内部自由度产生了李群对称性和超对称性等。在弦理论中,人们有了一个统一的观点,把基本粒子的丰富世界看作是单根基本的弦的不同模式。远小于 Planck 质量的弦态在数目上是有限的,它对应于可观察的粒子。还有无限数目的模式具有等于或大于 Planck 质量的质量,它们或许是不可能被观察到的。一般地说,它们是不稳定的,会衰变为更轻的模式。

有三个一致性的超弦理论是已知的。I 型超弦是基于无向弦,可以是开的也可以是闭的。其它两种是有向弦,但有不同的内部对称性。一个是 II 型超弦,另一个是杂化弦。杂化理论综合了超弦和老的玻色弦理论的优点。这一现象与生物学中杂交理论相似,由于杂交而使杂种增加了优势。

三个理论完全没有可调节的无量纲参数,也没有任何其他任意性。仅仅知道正确的理论还是不够的。只有方程的解(而不是方程本身)才能提供一个自然现象的数学描写。最初,我们需要知道理论的最低能量的量子态和次低能量的激发态。的确,理论中有许多可能的真空构型(或基态)。在引力理论中,真空构型的特性包括要知道的时空几何。我们能从超弦理论推导出四维 Minkowski 空间的几何或现实宇宙学的几何来吗?我们还没有达到这样高水平的理解。弦理论只预言了时空的维数不能大于 10。对于少于十维的解,真空构型的数目是巨大的。具体实现它们并认出哪些是现实的解已变成象工业生产一样的事。目前杂化理论似乎提供了现实解的最好前景,但 I 和 II 型超

弦理论是否也能产生唯象上可行的解仍是未知的。

弦理论最后是可以验证的吗？似乎有许多可能性。首先理论应容许我们计算普通能量下基本粒子的性质。如果理论是唯一的，大量的粒子物理数据应该是可计算的，它的解不容许有太多的自由度。某些简单的例子暗示“低能”现象不应该特别难以抽取出来。其次，某些有 Planck 量级的质量的粒子应在大爆炸初期形成，并可能作为可观察的稳定客体残存到现在。磁单极可能是一例。超弦理论也要求对甚早期的宇宙学有所了解。我们目前对弦理论的理解不足以产生一个肯定的预言。但由于科学工作者的不断努力，人们没有理由对理论的最终可验证性表示悲观。正如 Witten 最近提到的，广义相对论当初给出的各种预言，例如中子星、黑洞、引力辐射和引力透镜等，似乎毫无希望得到证实，但现在所有这些预言都已有了物理上可观察的某些证据。

#### 四、弦的相互作用

点粒子间的相互作用在量子场论的微扰处理中被表示为 Feynmann 图。时空中的一条轨迹叫世界线，它描写了一个粒子运动的历史。世界线的汇聚和分叉表示粒子经受了相互作用。在选定的初、终态之间，可容许各种图存在。对所有的图的贡献求和，就可以给出这些态的完整的相互作用振幅。这些图能按它的拓扑性质分类，每个特定拓扑的图的贡献可由一个有限维数的积分给出。积分常常是发散的，但在重正化理论中，有一个能被很好定义的方案，可以毫不含糊地得出有限的结果。

弦理论能以类似的方案形成。弦的时空轨迹是二维面(称为世界面)。Feynman 图是有特定入射和出射弦的二维面，且能由其拓扑分类。可能的世界面拓扑在 II 型弦和杂化弦中时要比 I 型弦更受限制，我们在此只考虑前者。

II 型弦和杂化弦理论各自只有一种相互作用。它能分解成局部的世界面单元，叫做“裤裆图”(见图 1)。当一个表示时间切片的平面与

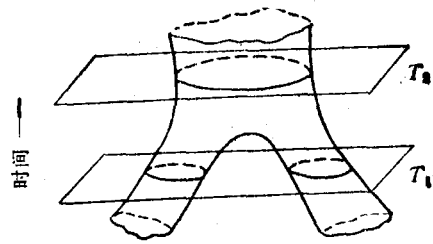


图 1 “裤裆图”是一片世界面，它表示两根闭弦粘合的时空历史。在时刻  $T_1$  有两根闭弦，但在稍后的时刻  $T_2$  仅有一根闭弦

图相交时，人们可以看到两根封闭的弦或一根封闭的弦，其中间过程是两根弦的靠近、接触和融合。相反的过程是一根闭弦分裂为两根。

裤裆图描写了一种在基本特征上不同于点粒子理论的相互作用。我们要问在什么时空点上将发生使两个粒子变成一个的相互作用？我们用两个不同的时间切片来表示两个不同的洛伦兹参考系。在点粒子理论中，所有观察者将毫不含糊地认出同一个时空点是相互作用点。但在弦的情况下，时间切片与表面相切的点才是相互作用发生的点，它们对于不同的观察者是不同的。

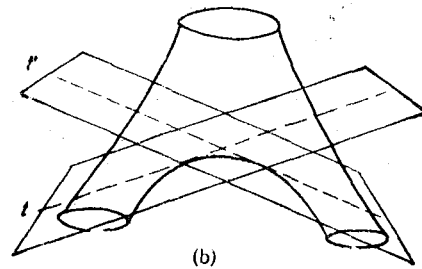
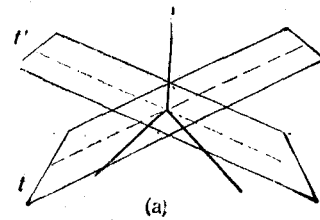


图 2 两个弦相互作用的时空点 (b) 不是唯一的，它依赖于洛伦兹参考系。相反，两个点粒子间的相互作用点对一切洛伦兹参考系都是相同的。

显然，图 2(a) 和 2(b) 的相互作用有根本的不同。在点粒子情况下，线的流形在分叉点

是奇异的，可以在这个顶点上选取众多不同的相互作用。弦的世界面是没有特殊点的平滑流形，相互作用的描写纯粹是表面拓扑构造的结果。因此，相互作用的本质完全由自由理论的结构决定，完全没有点粒子情况下的任意性存在。

利用复分析技巧，人们可以把弦世界面描写为 Riemann 面。弦理论的一个基本特点是被共形映射代替的世界面被视为是等价的，于是只有共形不等价的表面才需要包括在对不同几何求和的操作中。幸运的是每个拓扑的共形不等价几何能被有限数目的参数表征，于是 Feynmann 积分是有限维的。

Feynmann 图的拓扑分类在 II 型和杂化理论中非常简单，由叫做亏格  $g$  的单个整数表征，它代表曲面的柄数(图 3)。人们能把外弦表示为面上的点，它的共形等价于无限长的一根管。亏格  $g$  对应于圈数或微扰展开中  $\hbar$  的幂次。令人注目的是每级微扰展开正好只有一个图，但在普通量子场论中这个数目有时大得惊人。

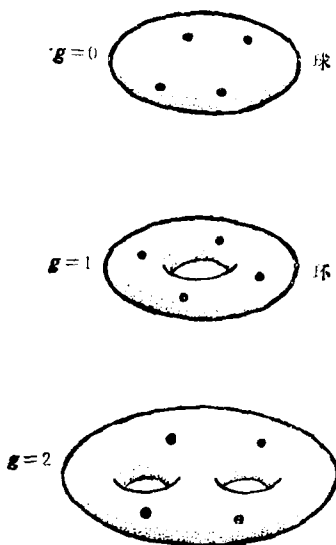


图 3 弦的 Feynmann 图是二维表面，它被亏格  $g$  分类。表面上的点拓扑等价于无限长管，该管代表外弦态

弦理论中与图相关的积分的收敛性质也更好。理论分析中涉及了 Riemann 面、代数、几何甚至数论等重要的数学前沿课题。似乎所有的发散都类似于如下类型的发散。例如，在任

何四维的含有无质粒子的有意义的理论中都会出现红外发散。我们已经知道怎样处理这种发散。类似地，与有质量外弦态相关的振幅计算中出现的发散来自这样一件事，即它的质量被相互作用所改变。与所谓伸缩子的蝌蚪图相关的其它发散也已被人们所理解，并且它是一种假发散，对理论的正确性无影响。最重要的是，在重正化量子场论中使参数变得任意，或在不可重正化场论中使振幅变得完全不能定义的各种发散，在弦理论中却没有对应物。

### 五、剩下的挑战

超弦理论以突破性的步伐向前发展，越来越多的有才干的人投身于这一事业。前景的确是广阔的，但也有许多问题存在。决定一份完整的弦理论清单是一件有待解决的事。如果能做到这些，那么我们就论证仅有的唯一的统一理论，以说明一切基本的物理。

超弦理论的基本原理的发展和它们的更深入的数学探讨，吸引人们继续努力开展这方面的研究。在弦理论中，我们还没有与推广的等价原理和广义坐标不变性相同的基本原理。它们肯定是存在的，因为广义相对论是弦理论的低能(长距)近似。是否这些原理要求一个新几何，或许是 Riemann 几何的无穷维推广，虽然已有特别的建议被提出，但它们是否就是我们所设想的原理，目前要判断这些还为时过早。

我们应该能研究非微扰效应，甚至应该去理解为什么一个四维时空的特解和唯象上要求的对称性会被选出。我希望有这样的研究，它能回答在短距离下，弦理论是如何修正经典的广义相对论，是怎样解决量子引力的困难。在一个没有可调节参数的理论中，自然界中的任何无量纲参数应该是可以计算的。这些数中某些是极小的，例如 W 玻色子的质量是低于 Planck 质量 17 个量级。理论家担心这种极小的数目怎么能从计算中出现。一个建议认为，如果我们能得到一个关于  $\log\left(\frac{M_w}{M_p}\right)$  的公式，那么它就不再是一个太小的数目了。

宇宙学常数的取值在物理学中还是个谜。它的值小于  $10^{-120}$ ，我们希望找出一个对称性原理，迫使它正好为零。某些理论家认为这是物理学中最大的一个挑战。仅当弦理论出现以后，宇宙学常数才可以计算。

我完全相信，我们接近了自然界的一个唯一基本的理论，但是期望过多过快是不现实的。

我们可能要进行几十年的艰苦工作，才能得到一个什么是真正需要的弦的满意的解答。解决这些问题肯定需要数学的进步。但今后 10—20 年的实验结果肯定会在鉴别我们的想法中扮演一个重要的角色。

(章德海根据 Physics Today 1987 年第 11 期第 33—40 页编译)

## 高能 $\gamma$ 射线刻度源装置<sup>1)</sup>

在核物理实验和  $\gamma$  剂量探测中， $\gamma$  射线探测器，如 Ge(Li)，HpGe，NaI(Tl) 和 BGO 等都需要刻度能量线性和相对效率。在兆电子伏能区，在加速器上可以利用不同的核反应获得不同能量  $\gamma$  射线。但在没有加速器的地方则无法进行。我们利用一个  $\sim 10^5$  中子/s 的 Am-Be 中子源制成了高能  $\gamma$  射线刻度源装置。实验装置见图 1。这个装置简单、方便。对于没有加速器的地方尤为实用。

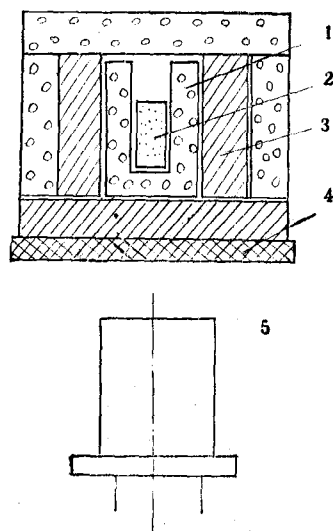


图 1 实验装置示意图

1. 石蜡; 2. Am-Be 中子源; 3. Fe, Ni 和 Cl 辐射体;  
4. Bi; 5. Ge(Li) 探测器

一个原子核俘获一个热中子后，由于中子结合能，复合核将处在较高的激发态，它在退激时放出特征的单色  $\gamma$  射线，其能量由激发态的能级决定。一般来说，俘获  $\gamma$  射线谱是多线结构的，但是在高能部分，往往只有一条或几条主

要的强度大的  $\gamma$  射线。

利用这样一个原理，我们曾在中国原子能科学研究院游泳池反应堆上建立了一个热中子俘获  $\gamma$  射线源装置<sup>[1]</sup>，得到了高度准直、角度分辨率小于  $1^\circ$  的  $\gamma$  射线束。利用这个装置，同样可以刻度  $\gamma$  探测器的能量线性和相对效率，但是在反应堆里更换辐射体比较麻烦。

根据同样的原理，我们把反应堆换成一个 Am-Be 中子源，由 Am-Be 中子源辐射的中子经石蜡慢化后被辐射体捕获，一些确定能量的  $\gamma$  射线辐射出来。我们已经试用了 Fe, Ni 和 Cl 作为辐射体，这样可以分别获得 7638 keV, 8998 keV 和 8578 keV 的高能  $\gamma$  射线。另外将辐射体换成聚四氟乙烯，经过  $^{19}\text{F}(n, \alpha)^{16}\text{N}$  反应，可以获得 6128 keV  $\gamma$  射线。同时在 Am-Be 中子源里，经  $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$  反应，可以获得 4439 keV 能量的  $\gamma$  射线。更换适当的辐射体还可以获得其他不同能量的  $\gamma$  射线。这样经过不同的反应获得了一系列高能  $\gamma$  射线，则可以对  $\gamma$  射线探测器高能部分进行能量线性刻度。

这个装置与在反应堆上建立的热中子捕获  $\gamma$  源装置比较，强度远不如后者，用来做核物理实验是不够的，但用来刻度  $\gamma$  射线探测器已足够了。

[1] 李景文 叶宗垣等原子核物理, 6-1(1984), 15.

(中国原子能科学研究院 叶宗垣  
李景文 跃钢 施德堂)

1) 本发明专利号 86 2 04889, 摘要见《实用新型专利公报》第 3 卷第 25 号(总第 82 号)1987 年第 38 页。