

量子场论浅谈

甄长荫

从物理学的发展历史和它所起的作用来看,十九世纪末形成的经典物理在低速、宏观的物理现象范围内起着普遍的作用;二十世纪初发展起来的量子力学在低速、微观的物理现象范围内起着普遍的作用;相对论性的经典物理理论则在高速、宏观的物理现象范围内起着普遍的作用,但是,以上理论都不能对高速、微观的物理现象——高能基本粒子起普遍的作用,近半个多世纪以来发展起来的量子场论由此应运而生。

量子场论是从大量的科学实验的实践中提炼出来的,是当前研究所有微观现象常用的理论方法。

高速、微观物理现象的主要特点除高速、微观之外,还具有一个更重要的特点——粒子的产生和湮灭。所以,仅仅依靠近代物理的两大支柱——相对论和量子力学还不能完全体现出上述特点,因为相对论只能体现高速;量子力学只能处理粒子数不变的微观体系。量子场论正是在相对论和量子力学的基础上,考虑了高速、微观领域的特殊需要而提出的。概括起来,其基本观点有以下几个方面:

1. 场是物质的一种形态, 每种粒子都与一种场相对应。

在宏观世界里,场是场,粒子是粒子,连续的物质和不连续的物质间存在着一道鸿沟;而在微观世界里发现了物质的二象性,所有物质在一定条件下表现为连续形态,在另一条件下又表现为不连续形态。例如,光既可看成是光子,又可看成是电磁场,所以基于物质的二象性把每种粒子,象分子,原子,原子核,质子,中子,光子……等都看成有一种连续形态的场相对应是完全有根据的。

既然每种粒子都对应一种场 $\varphi(x)$, $\psi(x)$... 随着场的运动(场随时间的变化),也一定存在着表征场运动的坐标和动量,从而也应存在着场的运动方程,根据经典的分析力学我们知道,一切运动方程都可以从变分原理:

$$\delta \int L dt = \delta \int \mathcal{L} dx dt = 0$$

求出,其中 L 为拉格朗日函数, \mathcal{L} 为拉格朗日密度函数,二者关系为 $L = \int \mathcal{L} dx$ 。相应地,可以假设场方程也可以从变分原理求出,实践结果可以建立相应的场方程为:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \varphi(x)} - \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \frac{\partial \varphi(x)}{\partial x}} = 0$$

同样由分析力学知 $\varphi(x)$, $\psi(x)$... 就相当于广义坐

标,相应的也有它们对应的广义动量 $\pi(x) = \frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}(x)}$ 。于是得哈密顿密度 \mathcal{H} 为:

$$\mathcal{H} = \dot{\varphi}(x)\pi(x) - \mathcal{L}$$

由以上论述可以看出,建立场方程和确定哈密顿密度函数 \mathcal{H} 其关键都在于决定拉格朗日密度函数 \mathcal{L} , \mathcal{L} 的确定为保证理论适合于相对论的要求,首先 \mathcal{L} 在洛伦兹变换下应为不变量,其次还要受到另外一些由实验证实了的守恒定律的限制。实践表明 \mathcal{L} 是可以确定的。由以上所给公式可看出,只要 \mathcal{L} 确定则 L , $\pi(x)$, $\varphi(x)$, $\dot{\varphi}(x)$ 以及 \mathcal{H} 都可确定。

场方程的建立和哈密顿密度函数 \mathcal{H} 的确定,从一般动力学角度看,似乎原则上一切问题都解决了。但是要注意,到此我们所做的一切和最后建立的场方程还都是经典的,还不能反映高速、微观的特点,因此,还不是我们所要建立的量子场论。

2. 还必须将每种粒子所对应的场量子化。

如上所述量子场论的建立是基于场具有二象性。量子场论认为:粒子的波动性来源于场具有波动性,粒子实际上是粒子场的一种激发状态,而且粒子场是一份一份地激发的,每一份是一个粒子。我们把粒子场的这种性质称为是量子化的。以光子为例:光子的波动性来源于电磁场具有波动性,光子实际上是电磁场的一种激发状态,每一份激发态都对应一个光子,怎样才能实现这种场的量子化呢?我们从熟悉的量子力学谈起。在量子力学中为了反映粒子的二象性是将经典的力学量坐标 x 和动量 P 使之满足 $[x, P] = i\hbar$ 等对易关系而得到的力学量的量子化。在量子力学中,波函数(相当于场论中各粒子所对应的场)并没有量子化。因此,量子力学只能处理粒子数不变的体系。现在我们要研究的对象是在高能情况下粒子数改变的体系,为此我们将量子力学中量子化的方法推广(从三维推广到无限维),进一步将场量 $\varphi(x)$, $\psi(x)$... 也量子化,从而得到广义坐标和广义动量的对易关系 $[\varphi(x), \pi(x)] = i\hbar$, 然后再将 $\varphi(x)$ 和 $\pi(x)$ 做傅里叶展开,在没有相互作用(自由场)的情况下,可以定义其系数 $a(K)$ 和 $a^\dagger(K)$ 为湮灭算符和产生算符。其意义是 $a(K)$ 作用于一个状态就湮灭一个粒子, $a^\dagger(K)$ 作用于一个状态就产生一个粒子。这样,就实现了粒子数可变的要求。

至此,通过将每个粒子对应一个场,又进一步将场量子化,才得到了既满足相对论要求(洛伦兹不变量),又满足高能微观粒子数可变(产生、湮灭算符)的量子场论。

3. 通过交换场粒子来实现相互作用.

将各种粒子相对应的场分别量子化以后, 还要使它们发生相互作用, 才能同实际出现的千变万化的实验现象相对应. 所以, 量子场论只有回答了相互作用是怎样产生的, 才能称其为完整的理论.

过去的经典场论把粒子间的相互作用, 看作是 through 场来传递的; 而现在场已被量子化, 因此, 必然导致相互作用是传递场粒子. 例如, 电磁场就是通过交换场粒子——光子而实现的.

相互作用力的大小, 可以通过计算它们之间的相互作用能量 H_i 来实现. 相互作用能量 H_i 又可以通过量子力学中经常使用的微扰论来计算. (当然不是所有情况都能满足微扰论的要求, 例如这种方法就不能直接用于强相互作用). 微扰可取不同级: 若称没有相互作用为零级, 代表场不激发, 没有场粒子出现, 处于基态即真空态; 若有一级, 二级……相互作用分别代表场激发出一个, 二个, ……场粒子, 而场激发的消失代表粒子的湮灭, 一种场的激发转化为另一种场的激发则代表粒子间的相互转化. 例如, 图 1 代表 x_1 处产生一个粒子, 在 x_2 处消灭一个粒子, 因此有场粒子交换从而产生相互作用; 图 2 代表没有交换场粒子, 从而不是两粒子间的相互作用, 进一步研究表明, 它代表某粒子同它自己的介子云的相互作用, 称为自能项, 自能项是包括在相互作用过程之中的.

图 1, 图 2 所使用的图形称为费曼图. 这也是量

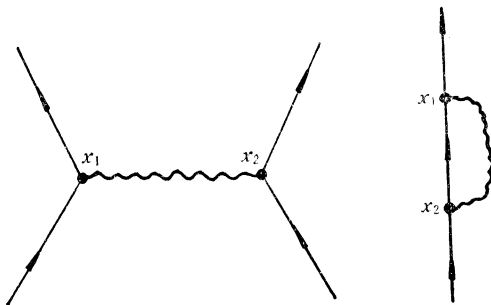


图 1

图 2

子场论中的一个非常重要的手段. 所谓费曼图就是将相互作用过程中所涉及到的物理过程的数学表达式分别用不同的图形, 箭头等表示. 因此看到一种图形就知道它代表什么物理过程. 这样就将非常复杂的数学表达式形象化为一定的图形, 这对量子场论的研究是很有帮助的.

4. 必须解决发散困难——重整化理论.

对相互作用有了一套完整的方案, 似乎可以说量子场论建立起来了, 事实上并非这样简单. 实践告诉

我们, 当考虑相互作用后, 如果仅考虑低级近似常常同实验结果符合, 而当进一步作高级近似时, 得到的结果反而与实验的结果不相符合, 而且其结果为无穷大! 我们称它为发散困难. 按一般常规, 不论从数学上, 还是从物理上考虑高级近似后所得结果应该更加精确, 同实验的结果应该符合得更好, 而发散困难的出现说明量子场论尚需进一步完善. 能否解决发散困难, 将决定量子场论的成败. 通过长期的研究, 人们提出了重整化的理论. 所谓重整化理论就是将理论中出现的发散量吸收到重新定义某些物理量 (如质量、电荷等) 从而使高级近似有意义.

概括来说, 考虑高级近似后出现两种发散情况: 红外发散和紫外发散, 而重整化理论主要对紫外发散而言. 重整化理论的提出挽救了量子场论的“危机”, 但也不是十全十美的, 还存在着很多问题.

以上所谈就是量子场论的基本观点以及为了维护这些观点所采用的方法. 在这些观点的基础上对各种具体情况还要作具体的, 不同的处理. 例如, 不同粒子所对应的场不同, 从而它们所满足的对易关系也不同; 不同粒子或场之间的相互作用不同, 要用不同的费曼图表示……. 所有这些, 只要深刻理解其基本原理也是不难掌握的.

将量子场论应用于研究量子化的电子场 (还有其它带电粒子的场) 和量子化的电磁场, 以及它们之间的相互作用的规律性, 就构成了所谓量子电动力学 (QED). 也就是用量子场论来研究电磁相互作用.

电磁相互作用是量子场论的佼佼者, 到目前为止, 它是将量子场论应用于高速, 微观领域中最成功的.

量子电动力学怎样处理问题呢? 我们以电子和电子相互作用为例略加说明. 这个过程可按费曼图规则描绘成图 3. 第一个电子在 A 处给电磁场一个扰动 (激发一个光子) 把一部分能量和动量交给了电磁场, 当这个扰动传到了 B 点, 又使第二个电子受到一个扰动 (吸收一个光子), 它吸收了电磁场传递过来的那一部份能量和动量. 同样第二个电子也可把能量和动量通过电磁场传递给第一个电子, 总的效果是两个电子之间发生了相互作用, 而且这个相互作用是通过量子化的电磁场 (光子) 传递的. 这就是量子场论对两个电子相互作用的解释. 根据这种观点计算的结果与实验符合得很好. 根据前述基本观点可知, 该理论对应微扰论的初级近似. 如果我们将微扰级数提高, 对两个电子相互作用还有高级近似的费曼图, 如图 4 所示. (当然还可以画出更高级近似的图.) 在这些图形中包括电子放出一个光子, 然后再重新吸收这个光子, 光子转化为正负电子对, 然后正负电子对又重新转化为原来的光子. 这种多次吸收、放出和转化过程, 在理论计算中都将导致前面所说的发散困难. 重整化理论解决了这个困难. 按着这个理论, 可以将其分成两部分, 其中发散的部分

用重新定义电子的质量和电荷的办法将其消除,而且认为这部分不产生测量上的实际效果,另外的有限部分才是我们在实验中所观察到的。

重整化理论的正确性,已被实验所证实,兰姆移位就是一个很好的例证。按照量子力学理论研究氢原子的能级和光谱所得到的结果是具有相同 n 和 l 的能级应当相互重合,例如对 $n=2$ 的三个子能级 $2^2S_{1/2}$,

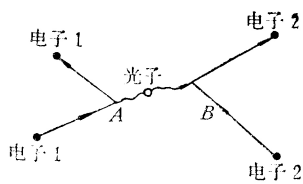


图 3 电子和电子的相互作用

$2^2P_{1/2}$ 和 $2^2P_{3/2}$, 前两个应该完全重合,而 $2^2P_{3/2}$ 在它们之上 0.365 厘米⁻¹处,如图 5(a)所示。在量子场论重整化理论提出以

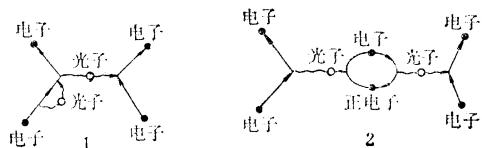


图 4 电子和电子相互作用的高次图示例

前,人们一直认为实验与量子力学理论一致。但后来由于微波技术的迅速发展,人们发现可利用该技术来测量能量差异很小的两个能级之间的原子跃迁。1947年兰姆利用氢原子束的微波共振测量出氢原子的 $2^2P_{1/2}$ 能级确与量子力学理论相符,而 $2^2S_{1/2}$ 能级要比理论值稍高一些,二者有 0.035 厘米⁻¹的位移如图 5(b)所示,这个发现称为兰姆移位。这一结果恰好可用重整化的量子电动力学来解释。结果是理论与实践结果完全一致。对兰姆移位的解释是量子电动力学正确性的重要证据之一。另外象带电轻子的反常磁矩的计算,也同实验测量结果符合得很好。总之,说明将量子场论应用于电磁相互作用到目前为止是非常成功的。由于量子电动力学的成功启发人们用场论方法去寻找强相互作用和弱相互作用的理论,虽然迄今为止尚没有一种令人满意的结果,都存在着这样或那样的问题。

关于强相互作用,早期(1935年)就有用来解释核力的汤川秀树的介子场理论,他认为核子与核子间的强相互作用是由于交换介子而产生。与电磁相互作用不同之处在于强相互作用的短程性,其力程大约为 10^{-13} 厘米,由此导致传递核力的介子质量大约为电子

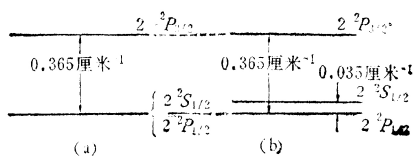


图 5

质量的 300 倍(就是后来发现的 π 介子)。基于这种理论可以定性地解释核力问题,但不能给出定量的结果。强相互作用,如果是来自 π 、 K 及其他介子的交换,仍然可以重整化;但是由于相互作用很强,导致前面所提到的处理相互作用的微扰论不能用,所以到目前为止,直接应用量子场论的方法处理强相互作用的动力学理论还没有形成。近年来基于一个局域的规范群 $SU(3)$ 色而提出的量子色动力学,渴望成为解决强相互作用的动力学理论,但目前问题还很多,尚不能作出肯定的结论。

关于弱相互作用理论开始于 1934 年费米的 β 衰变理论,他认为弱相互作用是四个费米粒子发生在一个点上。这样,就与先认识的电磁相互作用和强相互作用都是通过中间玻色子(光子及介子)的交换而引起的有所不同,因为这两种相互作用至少也要有两个点作用所组成。另外由于多数弱相互作用过程都有强子参予,因此,仅考虑点作用就包括不了强子部分。因此这种理论在高能(大于 300 京电子伏)时就不适用。经过五、六十年代的不断研究,到六十年代才有人提出弱相互作用也是由中间矢量玻色子所传播,因而四费米子顶点就应裂成两个顶点,每个顶点是两个费米子和一个玻色子的点作用,用图形表示上述理论的变化如图 6 所示:



图 6 四费米子作用顶点的分裂

该理论要求有中间玻色子 W^+ , W^- 存在,而且由于费米点作用已够近似说明力程应该很小,按量子力学原理 W^+ , W^- 的质量都应很大。但目前 W^+ 和 W^- 实验上还没有发现。总之,量子场论对弱相互作用也还没有一个完备的理论。还存在很多问题,例如发散问题还不能控制,理论不能重整化等等。直到 1967 年才出现把弱相互作用和电磁相互作用统一起来的弱电统一理论。

综上所述,可以看出,用量子场论处理电磁相互作用所建立起来的量子电动力学,能够非常精确地反映电磁现象的微观运动规律这一事实,足以显示量子场论的基本思想具有一定层次的正确性,因次诱使人们将它扩展到其它相互作用领域里去。