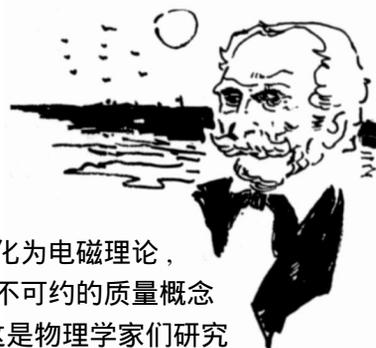


质量起源 —— 电磁质量说的兴衰

卢昌海



物理学是一门试图在最基本的层次上理解自然的古老科学,早期曾经是哲学的一部分。在那个时期,物理学所关心的是一些有关世界本原的问题。那些问题看似朴素,却极为困难。在后来的漫长岁月里,物理学曾经一次次地回到那些问题上来,就像一个远行的水手一次次地回望灯塔。

质量的起源便是一个有关世界本原的问题。

一、从机械观到电磁观

对几乎所有受过现代教育的人来说,最早接触质量这一概念都是在牛顿力学中。在牛顿力学中,质量是决定物体惯性与引力的基本物理量,是一个不可约的概念。我们知道,牛顿力学在大约 200 年的时间里被认为是描述物理世界的基本框架,这是所谓的机械观。在那段时间里,物理学家们曾经试图把物理学的各个分支尽可能地约化为力学。很显然,在那样一个以机械观为主导的时期里,质量既然是力学中的不可约概念,自然也就成为了整个物理学中的不可约概念,因此有关质量起源的研究在那个时期是基本不存在的。

但是到了 19 世纪末的时候,那种试图把物理学其他分支约化为力学的努力遭遇很大挫折。这种挫折首先来自电磁理论。大家知道,电磁理论预言了电磁波,按照机械观,波的传播必然有相应的介质。但是电磁波在什么介质中传播,却是谁也不知道。尽管如此,物理学家们还是按照机械观的思路假设了这种介质的存在,并称之为“以太”。但不幸的是,所有试图为以太构筑机械模型的努力全都在实验面前遭遇了滑铁卢。在那段最终催生了狭义相对论的物理学阵痛期里,许多物理学家艰难地试图调和着实验与机械以太模型之间的矛盾。但与那些挽救机械观的努力同时,也萌发了一种与机械观截然相反的思路,那便是电磁观。电磁观的思路是:物理学上并没有什么先验的理由要求我们用力学框架来描述自然,机械观的产生只不过是力学在很长一个时期里是发展最为成熟的学科而已,现在电磁理论也发展到不亚于力学的成熟程度,既然无法把电磁理论约化为力学,那可不可以反过来把力学约化为

电磁理论呢?

要想把力学约化为电磁理论,关键就要把力学中不可约的质量概念约化为电磁概念,这是物理学家们研究质量起源的第一种定量的尝试。由于当时对物质的微观结构还知之甚少,1897 年由汤姆逊发现的电子是当时所知的唯一基本粒子,因此将质量约化为电磁概念的努力就集中体现在了对电子的研究上,由此产生了物理史上昙花一现的经典电子论。

二、经典电子论

经典电子论最著名的人物是荷兰物理学家洛伦兹,他是一位经典物理学的大师。在相对论诞生之前的那几年里,洛伦兹虽已年届半百,却依然才思敏捷。1904 年他发表了一篇题为《任意亚光速运动系统中的电磁现象》的文章。在这篇文章中,他运用自己此前几年在研究运动系统的电磁理论时所提出的包括长度收缩、局域时间在内的一系列假设,计算了具有均匀面电荷分布的运动电子的电磁动量,由此得到电子的横质量 m_T 与纵质量 m_L (这里用的是高斯单位制) 分别为

$$m_T = (2e^2 / 3Rc^2) \gamma^3, \quad m_L = (2e^2 / 3Rc^2) \gamma^3, \quad (1)$$

其中 e 为电子的电荷, R 为电子在静止参照系中的半径, c 为光速, $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ 。撇开系数不论,洛伦兹的这两个结果与后来的狭义相对论完全相同。但洛伦兹的文章一经发表就遭到经典电子论的另一位主要人物亚伯拉罕的批评。亚伯拉罕指出,质量除了像洛伦兹那样通过动量来定义,还应该可以通过能量来定义。比方说纵质量可以定义为 $m_L = (1/v)(dE/dv)$ 。但是简单的计算表明,用这种方法得到的质量与洛伦兹的结果完全不同!

很明显,这说明洛伦兹的电子论有缺陷。那么缺陷在哪里呢?亚伯拉罕认为是洛伦兹的计算忽略了为平衡电子电荷间的排斥所必需的张力。没有这种张力,洛伦兹的电子会在各电荷元的相互排斥下土崩瓦解。除亚伯拉罕外,另一位经典物理学大师庞加莱也注意到了洛伦兹电子论的这一问题。庞加莱与洛伦兹是爱因斯坦之前在定量结果上最接近狭

$$T^{ij}(x) d^3x = 0 \quad (7)$$

这个结果称为劳厄定理,它表明我们上面给出的电子能量动量表达式中的第二项为零。因此庞加莱张力的引进非常漂亮地保证了电子能量动量的协变性。

至此,经过洛伦兹、庞加莱、劳厄等人的工作,经典电子论似乎达到了一个颇为优美的境界,既维持了电子的稳定性,又满足了能量动量的协变性。但事实上,在这一系列工作完成时经典电子论对电子结构的描述已经处在了一个看似完善、实则没落的境地。这其中的一个原因便是那个“非常漂亮地”保证了电子能量动量协变性的庞加莱张力。这个张力究竟是什么?我们几乎一无所知。更糟糕的是,若真的完全一无所知倒也罢了,我们却偏偏还知道一点,那就是庞加莱张力必须是非电磁起源的,而这恰恰是对电磁观的一种沉重打击。就这样,试图把质量约化为纯电磁概念的努力由于必须引进非电磁起源的庞加莱张力而化为了泡影。但这对于很快到来的经典电子论及电磁观的整体没落来说还只是一个很次要的原因。

三、量子电动力学

经典电子论的没落是物理学史上最富宿命色彩的事件。这一宿命的由来是因为电子发现得太晚,而量子理论又出现得太早,这就注定了夹在其间,因“电子”而始、逢“量子”而终的经典电子论只能有一个昙花一现的命运。为它陪葬而终的还有建立在经典电动力学基础上的整个电磁观。

量子理论对经典物理学的冲击是全方位的,足可写成一部壮丽的史诗。就经典电子论中有关电子结构的部分而言,对这种冲击最简单的描述来自测不准原理。如我们在上一节中所述,经典电子论给出的电子质量(除去一个与电荷分布有关的数量级为1的因子)约为 e^2/Rc^2 ,由此可以很容易地估算出 $R \sim 10^{-15}$ 米。这一数值被称为电子的经典半径。但是从测不准原理的角度看,对电子空间定位的精度只能达到电子的康普顿波长 $\hbar/mc \sim R/10^{-12}$ 米的量级(其中 $1/137$ 为精细结构常数),把电子视为经典电荷分布的做法只有在空间尺度远大于这一量级的情形下才适用。由于电子的经典半径远远小于这一尺度,这表明经典电子论并不适于描述电子的结构。建立在经典电子论基础上的电子质量计算也因此失去理论基础。

虽然如此,但是那种计算所体现的自相互作用

义相对论的物理学家。不过比较而言,洛伦兹的工作更为直接,为了调和以太理论与实验的矛盾,他具体提出了许多新的假设,而庞加莱往往是在从美学与哲学角度审视洛伦兹及其他人的工作时对那些工作进行修饰及完善。这也符合这两人的特点,洛伦兹是一位第一流的工作型物理学家,而庞加莱既是第一流的数学及物理学家,又是第一流的科学哲学家。1904~1906年间庞加莱亲自对洛伦兹电子论进行了研究,并定量地引进为维持电荷平衡所需的张力,这种张力因而被称为庞加莱张力。在庞加莱工作的基础上,1911年(即在爱因斯坦与闵科夫斯基建立了狭义相对论的数学框架之后),德国物理学家劳厄证明了带有庞加莱张力的电子的能量动量具有正确的洛伦兹变换规律。

下面我们用现代语言来简单叙述一下经典电子论有关电子结构的这些主要结果。按照狭义相对论中最常用的约定,我们引进两个惯性参照系: S 与 S' , S' 相对于 S 沿 x 轴以速度 v 运动。假定电子在 S 系中静止,则在 S' 系中电子的动量为

$$p^\mu = T^{0\mu}(x) d^3x = L^0 L^\mu T(x) d^3x, \quad (2)$$

其中 T 为电子的总能量动量张量, L 为洛伦兹变换矩阵。由于 S' 系中 T 与 t 无关,考虑到

$$\begin{aligned} T(x) d^3x &= T(x, y, z) d^3x \\ &= L^{-1} T(x) d^3x, \end{aligned} \quad (3)$$

上式可以改写成

$$p^\mu = L^{-1} L^0 L^\mu T(x) d^3x, \quad (4)$$

由此得到电子的能量与动量分别为

$$E = p^0 = m + L^0 L_j^0 T^{ij}(x) d^3x, \quad (5)$$

$$p = p^1 = vm + L^0 L_j^1 T^{ij}(x) d^3x, \quad (6)$$

这里 i, j 为空间指标1、2、3, $m = T^{00}(x) d^3x$,为了简化结果,我们取 $c=1$ 。显然,由这两个式子的第一项所给出的能量动量是狭义相对论所需要的,而洛伦兹电子论的问题就在于当 T^μ 只包含纯电磁能量动量张量 T_{EM}^μ 时这两个式子的第二项非零。

那么庞加莱张力为什么能够避免洛伦兹电子论的问题呢?关键在于引进庞加莱张力后电子才成为一个满足力密度 $f^\mu = \partial T^\mu = 0$ 的孤立平衡体系。在电子静止系 S 中 T^μ 不含时间,因此 $\partial_j T^{ij} = 0$ 。由此可以得到一个很有用的关系式 $\partial_k (T^{ik} x^j) = T^{ij}$ 。对此式做体积分,注意到左边的积分为零,可得

对电子质量产生贡献的思想却是合理的,并在量子理论中得到保留,这种贡献称为电子自能。在量子理论基础上对电子自能的计算最早是由瓦勒于1930年在单电子狄拉克理论的基础上给出的,结果随虚光子动量的平方而发散。1934年韦斯科夫计算了狄拉克空穴理论下的电子自能,结果发现其发散速度比瓦勒给出的慢得多,只随虚光子动量的对数而发散。撇开当时那些计算的诸多缺陷不论,韦斯科夫的这一结果在定性上与现代量子场论一致。

在现代量子场论中,相互作用对电子自能的主要贡献来自量子电动力学所描述的电磁自能,而电磁自能中最简单的贡献则来自单圈图。幸运的是,由于量子电动力学的耦合常数在所有实验所及的能区都很小,因此这个最简单的单圈图的贡献在整个电子自能中占主要部分。这一单圈图的计算在任何一本量子场论教材中都有详细介绍,其结果为 $m = m_0 [1 + \frac{e^2}{4\pi^2} \ln(\Lambda/m)]$,其中 m_0 为出现在量子电动力学拉氏量中的电子质量参数,称为裸质量, Λ 为虚光子动量的截断。如果我们把量子电动力学的适用范围无限外推,允许虚光子具有任意大的动量,则 m 将趋于无穷,这便是自20世纪三四十年代起困扰物理学界几十年之久的量子场论发散困难的一个例子。

量子场论中的发散困难,究其根本是由所谓的点粒子模型引起的。这种发散具有相当的普遍性,不单单出现在量子场论中。将经典电子论运用于点电子模型同样会出现发散,这一点从经典电子质量公式 $m = \frac{e^2}{4\pi R c^2}$ 中可以清楚地看到:当电子半径 R 趋于零时,质量 m 趋于无穷。经典电子论通过引进电子的有限半径(从而放弃点粒子模型)免除了这一发散,但伴随而来的庞加莱张力、电荷分布等概念却在很大程度上使电子丧失了基本粒子所应有的简单性。这种简单性虽然没有先验的理由,但毫无疑问的是,人们引进基本粒子这一概念时怀有一种美学上的期待,正如狄拉克所说:“电子太简单,支配其结构的定律根本不应该成为问题”。经典电子论将质量约化为电磁概念的努力即便在其他方面都成功了,其意义也将由于引进电子半径这一额外参数及庞加莱张力、电荷分布等额外假设而大为失色。从这一角度上讲,量子电动力学在概念约化上比经典电子论显得更为彻底,因为在量子电动力学中不含任何与基本粒子结构有关的几何参数。基本粒子在量子场论中是以点粒子的形式出现的,虽然这并

不意味着它们不具有唯象意义上的等效结构,但所有那些结构都是作为理论的结果而不是如经典电子论中那样作为额外假设而出现的,这是除与狭义相对论及量子理论同时兼容、与实验高度相符之外,建立在点粒子模型基础上的量子场论又一个明显优于经典电子论的地方。

至于由此产生的发散困难,在20世纪70年代之后得到了较为系统的解决。这一解决方法被称为重整化方法。不过,尽管重整化方法无论在数学计算还是物理意义的理解,都已相当成熟,但发散结果的存在基本上消除了传统量子场论成为所谓终极理论的可能性。

四、质量电磁起源的破灭

既然量子电动力学与经典电子论一样具有电子自能,那么它能否代替经典电子论实现后者没能实现的把质量完全约化为电磁概念的梦想呢?答案是否定的。

这可以从两方面看出。首先从 $m = m_0 [1 + \frac{e^2}{4\pi^2} \ln(\Lambda/m)]$ 中的 $\ln(\Lambda/m)$ 部分可以看到,由于 $\Lambda/m \approx 1/137$ 是一个很小的数目,而 $\ln(\Lambda/m)$ 又是一个增长极其缓慢的函数,因此对于任何普朗克能标以下的截断,由电磁自能产生的质量修正与所谓的裸质量 m_0 相比都只占一个很小的比例。另一方面,即使我们一厢情愿地把量子电动力学的适用范围延伸到比普朗克能标还高得多的能区,以致 m 变得很大,把质量完全约化为电磁概念的梦想也依然无法实现。因为电子的电磁自能还有一个要命的特点,即 m 与 m_0 成正比。这表明,无论把截断取得多大,如果裸质量为零,电子的电磁自能也将为零。而裸质量是量子电动力学拉氏量中的参数,在量子电动力学范围内无法约化。

有的读者可能会问:电磁自能既然是由电磁相互作用引起的,理应只与电荷有关,为什么却会正比于裸质量呢?这其中的奥妙在于对称性。量子电动力学的拉氏量

$$L = (-1/4) F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \bar{\psi} (i \gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi - e \bar{\psi} \gamma^\mu A_\mu \psi \quad (8)$$

在 $m = 0$ 的时候具有一种额外的对称性,即在

$e^{i\alpha \gamma_5}$ 下不变。这种对称性称为手征对称性,它表明在 $m = 0$ 的情形下电子的左右手征态

$$L = (1 - \gamma_5) / 2, \quad R = (1 + \gamma_5) / 2 \quad (9)$$

不会互相耦合。另一方面,电子的质量项

$$m \bar{\psi} \psi = m \bar{L} R + m \bar{R} L \quad (10)$$

却是一个电子左右手征态互相耦合,从而破坏手征

角动量理论在现代技术中的应用

王志刚 张立换 徐建军

在研究物体运动时,人们经常可以遇到质点或质点系统某一定点或轴线运动的情况。例如太阳系中行星绕太阳的公转、月球绕地球的运转、物体绕某一定轴的转动等,在这类运动中,运动物体速度的大小和方向都在不断变化,因而其动量也在不断变化。在行星绕日运动中,行星受指向太阳的向心力作用,其运动满足角动量守恒。我们很难用动量和动量守恒定律揭示这类运动的规律,但是引入角动量和角动量守恒定律后,则可较为简单地描述这类运动。

角动量可从另一侧面反映物体运动的规律。事实上,角动量不但能描述宏观物体的运动,而且在近代物理理论中,角动量对于表征状态也必不可少。角动量守恒定律在经典物理学、运动生物学、航空航天技术等领域中的应用非常广泛。角动量在 20 世纪已成为继动量和能量之外的力学中的重要概念之一。

角动量的概念及其守恒定律

角动量的定义和刚体的角动量 在空间任取一点 O 作为坐标原点,建立坐标系 $O - XYZ$ (如图 1),设质点 A 的质量为 m 、速度为 v 、矢径为 r 。质点 A 的矢径 r 与质点动量 $p = mv$ 的矢积,称为质点 A 相对于 O 点的角动量,这里用 L 表示,于是 $L = r \times p = r \times mv$ 。设 r 和 v 之间夹角为 θ ,则角动量大小为 $L = rmv \sin \theta$ 。角动量是与参考点有关的矢量,所选的参考点不同,角动量一般也不相同。

刚体可以看作由许多“质点”组成,且质点间距离保持不变的“不变质点系”。其角动量为各质点的角动量的矢量和,即 $L = \sum_i r_i \times mv_i$ 。若刚体绕某一

轴(设为 Z 轴)转动,则刚体对 Z 轴的角动量 $L_z = I_z \omega$ 。其中 $I_z = \sum_i m_i r_i^2$ 为刚体对 Z 轴的转动惯量,它是对一定轴转动惯性的量度, ω 为刚体绕 Z 轴转动的角速度。

角动量定理和守恒定律 转动物体在外力矩作用下将改变其角动量。角动量的时间变化率与它所受的外力矩相等,这就是角动量定理。公式表示为 $dL/dt = M$,其中 M 为物体所受的外力矩。和角动量一样,力矩也是与参考点有关的矢量,它是位置矢量 r 与力 F 矢量的矢积,公式表示为 $M = r \times F$ 。

从角动量定理出发,我们很容易得到角动量守恒定律:如果物体在运动过程中受到的外力相对于固定点的力矩为零,则物体对该点的角动量守恒可简单表示为:若 $M = 0$,则 $L = \text{守恒量}$ 。例如在只有向心力作用的系统,如行星绕日运动、电子相对于原子核的运动,都满足角动量守恒。

应该指出,角动量守恒定律的正确性远远超出经典力学的领域,是物理学的普遍规律。

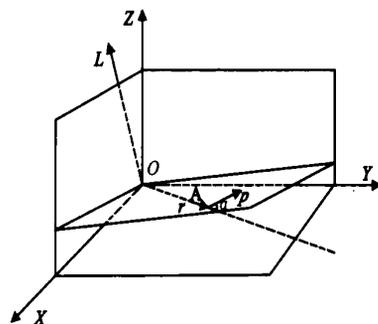


图 1

对称性的项。这样的项在电子的裸质量不存在(从量子电动力学的拉氏量具有手征对称性)的情况下将被手征对称性所禁止,不可能出现在任何微扰修正中。因此 $m = m$ 这一结果的出现是很自然的。

至此我们看到,试图把质量完全归因于电磁相互作用的想在量子场论中彻底破灭了。电磁质量即使在像电子这样质量最小(从某种意义上讲也最为纯粹)的带电粒子的质量中也只占一个不大的比例,在其他粒子(尤其是那些不带电荷的基本粒子)中就更甭提了。

很显然,质量的主要来源必须到别处去寻找。

作者简介

卢昌海,1971 年出生于浙江杭州,1994 年于上海复旦大学物理系本科毕业,后赴纽约哥伦比亚大学从事理论物理学习及研究,2000 年获物理学博士学位。现旅居纽约。个人主页:<http://www.changhai.org/>。

