

电子自旋假设提出的历史发展脉络及其启示

张加兴

(厦门实验中学 福建 厦门 361100)

(收稿日期:2022-03-07)

摘 要:从电子自旋假设提出的实验基础和理论论证两个角度出发,详细介绍电子自旋假设提出的历史背景,并探讨电子自旋提出的历程对我们的启示.

关键词:自旋 实验 物理学史

电子自旋假设是独特的微观世界电子运动图景,它完全不同于经典物理学中地球自转模型.物理理论来源于实践,在实践的过程中,物理理论又是对以往理论的扬弃与革新,呈现一定的螺旋上升的过程.电子自旋假设提出是一段凝聚众多物理学家心血的科学探索旅程,也是近代物理学发展过程中激动人心的篇章.本文从物理学史的角度,阐释电子自旋假设发展过程中对我们的启示.

1 电子自旋假设提出的历史背景

1.1 原子光谱实验的反常现象与麦克斯韦电磁统一理论

随着迈克尔孙干涉仪的发明,他发现了氢的红

线是双线,两线之间的距离大约是钠双线的 $\frac{1}{40}$,其他一些铯、汞元素也有双线^[1].在1898年,迈克尔孙还观察了另一种光谱实验:磁场中的原子光谱会由原来没处在磁场中的一条谱线分裂为3条的光谱实验现象.这种在磁场中光谱分裂成多条的现象称之为塞曼效应.在麦克斯韦建立的统一电、磁、光的理论基础上,物理学家开始研究光与电磁相互作用的实验,塞曼效应就是其中的一个实验^[1].塞曼和他的老师洛伦兹根据麦克斯韦电磁统一理论给出了三分裂的塞曼效应的解释,这个工作使得他们分享了1902年的诺贝尔物理学奖.假设电子的速度 $v \ll c$,可以忽略辐射阻尼力,根据电子运动过程中受原子

15 于忠卫. 物理教学中渗透物理学史教育的模式研究[D]. 苏州:苏州大学,2004

16 石雷先. 通过物理学史培养学生科学素养的研究[D]. 北京:首都师范大学,2006

17 何晶晶,吴维宁. HPS 理念下物理学史的内容构建及教学策略初探[J]. 物理教师,2010,31(11):3~5,8

18 程会,冯杰,汤凤君,等. 初探物理新课程中中国物理学史内容教学策略[J]. 物理教师,2014,35(7):70~73

19 冯爽. 普通高中物理课程标准中物理学史内容分析及教学策略构建[J]. 物理教师,2021,42(4):21~25

20 郑晨旭. 物理学史辅助高中教学的实践研究[D]. 武汉:华中师范大学,2019

21 高嵩,焦蕊. 自由落体运动中的物理学史与教学[J]. 物理教师,2019,40(5):13~16

22 高嵩,宋雅娇. “阿基米德原理”教学思考[J]. 物理教学,2019,41(9):42~44

23 石兵. 基于物理学史真实数据的高中物理教学设计及其实践研究[D]. 武汉:华中师范大学,2017

24 李红伟. 融入物理学史促进理解科学本质的教学探讨——以“库仑定律”为例[J]. 物理教师,2020,41(7):20~23

25 杨凤娟,郭玉英. 运用物理学史方法建立闭合电路欧姆定律[J]. 物理教师,2013,34(3):11~14

26 刘风. 物理学史与高中物理教学结合的理论与实践[D]. 武汉:华中师范大学,2018

核作用和磁场的作用可知, 电子的牛顿运动方程为^[3]

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -m\omega_0^2 \mathbf{r} + (-e \frac{d\mathbf{r}}{dt}) \times \mathbf{B} \quad (1)$$

ω_0 为未加磁场时的电子绕原子核运动的固有辐射频率. 可得式(1) 的通解为

$$\begin{aligned} \mathbf{r}(t) = & a(\mathbf{e}_x - i\mathbf{e}_y)e^{-i\omega_+ t} + \\ & b(\mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y)e^{-i\omega_- t} + c\mathbf{e}_z e^{-i\omega_0 t} \quad (2) \\ \omega_+ = & \omega_0 + \frac{eB}{2m} \quad \omega_- = \omega_0 - \frac{eB}{2m} \end{aligned}$$

从式(2), 可以看出在磁场中一条谱线除本身外多了两条谱线, 可以判断沿各个方向观察每个分裂谱线的偏振情况, 也可以从实验结果计算出电子的荷质比. 这个值正好与汤姆森在几个月后从阴极射线得到的“载荷子”的荷质比数值相差很少^[1]. 塞曼只解释了光谱三分裂的现象, 对于不同原子在不同磁场强度作用下的谱线分裂规律呈现出各种复杂的分裂现象是行不通的. 1897 年, 普林斯顿用一个强大的电磁体观察镉原子谱线分裂的实验时就看到其中一条谱线劈裂成 4 条^[2]. 在电子自旋假设提出之前, 它是个令所有尝试解释这种物理现象的物理学家感到头疼的难题.

1.2 施特恩-盖拉赫实验与旧量子论

1920 年由施特恩-盖拉赫两个人在容器中加热到 1 000 °C (约为 10^3 K 数量级) 使银原子变成蒸汽发射出来, 通过狭缝 S_1, S_2 形成细束, 经过一个抽成真空的不均匀的磁场区域(磁场垂直于射束方向), 最后到达照相底片上, 显像后的底片上出现了两条黑斑. 处在热平衡状态有^[3]

$$m \overline{v^2} = 3kT \quad (3)$$

由式(3) 可知, 在 $T=10^3$ K 温度下, 原子平均动能才达到 0.13 eV, 值低于银原子从基态跃迁到最近的激发态的能量(约为 1~10 eV 数量级), 根据温度 T 热平衡下的原子按能级的玻尔兹曼分布^[4]

$$\frac{N_{\text{基}}}{N_{\text{激}}} = \exp\left[-\frac{1}{kT}(E_{\text{基}} - E_{\text{激}})\right] \sim 10^{26} \quad (4)$$

在基态的银原子的数目远远大于第一激发态的数目. 在处于热平衡的容器上开一个小孔, 在用两个

0.03 mm 宽的准直狭缝导入长为 3.5 cm 的偏转磁场, 磁场大小为 0.1 T, 梯度为 10 T/cm^[5], 在通过准直狭缝后变成原子束, 原子束中的银原子速率的分布^[7]

$$f(v)dv = \frac{m^2}{2(kT)^2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) v^3 dv \quad (5)$$

根据式(5) 可求出原子束的平均速率^[3]

$$\overline{v} = \sqrt{\frac{9\pi kT}{8m}} \approx 5 \times 10^2 \text{ m/s} \quad (6)$$

射出后的银原子通过在极小尺度内的非均匀磁场, 由原子物理学可知, 一个磁矩在不均匀磁场中受到一个力, 其公式如下^[4]

$$f = \mu_z \frac{dB}{dz} = \mu \cos \beta \frac{dB}{dz} \quad (7)$$

原子在穿过长 l 的不均匀磁场中偏转的距离为^[4]

$$\begin{aligned} S = \frac{1}{2}at^2 = \frac{1}{2} \frac{f}{m} \left(\frac{L}{v}\right)^2 = \frac{1}{2m} \frac{dB}{dz} \left(\frac{L}{v}\right)^2 \mu_z = \\ \frac{1}{2m} \frac{dB}{dz} \left(\frac{L}{v}\right)^2 \mu \cos \beta \quad (8) \end{aligned}$$

在式(8) 中除 μ_z 外, 其他都是常数, 这就说明银原子有两个 μ_z 值, 也就是说有两个 β 值, 说明银原子在磁场中只有两个取向.

随着波尔提出的旧量子论以及爱因斯坦提出的相对论, 在 1916 年, 索末菲考虑了相对论效应后的氢原子能量推广了玻尔的理论, 提出了量子化通则以及电子椭圆轨道运动. 对于氢原子光谱精细结构, 索末菲考虑相对论效应的修正后氢原子能量可表示为^[4]

$$E_n = -\frac{2\pi^2 me^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 n^2 h^2} - \frac{Rh\alpha^2}{n^4} \left(\frac{n}{n_\varphi} - \frac{3}{4}\right) + \dots \quad (9)$$

其中第一项是玻尔理论的结果, 后一项是考虑到相对论效应后的结果. $\alpha = \frac{2\pi e^2}{4\pi\epsilon_0 hc} = \frac{1}{137}$, 是表示光谱精细结构的重要常数, 它在量子电动力学中有重要的应用. 从式(9) 可知, 对同一 n , 不同 n_φ 的那些轨道运动具有不同的能量, 修正后的理论消除了玻尔的能级简并, 并显示出光谱结构的分裂. 证明了角动量沿恒定磁场方向的分量是量子化的^[6], 即磁场消除了 $2n_\varphi + 1$ 简并. 按照索末菲理论, 施特恩-盖拉赫实

验在 1927 年 Ag 的电子轨道量子数被证实为零,所以预期原子束穿过不均匀磁场后,不管 n_φ 取何值,由于磁场力的作用都将被分裂成奇数条子原子束,修正后的波尔理论对于施特恩-盖拉赫实验中间一条银原子束的消失感到十分不适,该实验对于电子自旋假设提出的影响是巨大的,促使科学家的思想作出改变:

第一,如果考虑到电子轨道量子数,更加确定不可能有偶数条.假设空间量子化的规则是正确的结果应该是 $2n_\varphi + 1$ 条细线,所以反推回来 $n_\varphi = \frac{1}{2}$,在空间仅有两个量子化方向,而量子数一般都是整数,在量子数中引入一个分数是一件难以被接受的事情.

第二,此时,郎德和海森堡合作从塞曼效应实验结果的经验公式分析推出的原子实矢量模型,即考虑一个原子实的角动量和轨道角动量的合成,得到了不同原子的总角动量的合成 g 因子.这种模型应用于双线和三线光谱及塞曼效应时,结果出人意料地使人满意,但是它在解释多电子原子光谱现象时遇到了困难^[2].多电子原子需要考虑到 Pauli 不相容原理,Pauli 也在这时引入了一个表征电子在磁场中二值性的量子数 m_s ,这样表示原子状态的量子数有 4 个,既要考虑电子自旋的量子数是分数,思想上,物理科学家似乎都朝着一个共同的方向奔去,尽管有一些不同.

第三,如果忽略施特恩-盖拉赫实验实验结果的条数的反常,再考虑实验中得到银的偏转距离为 0.2 mm,可以根据上式反过来求出这个未知的磁矩在任意方向上的投影值正好约为一个玻尔所假设的磁子 $\mu_B = 0.927 \times 10^{-23} \text{ A} \cdot \text{m}^2$,误差为 10%^[5],是因为电子自旋的角动量与经典的角动量完全不同,不能按照旧的思维方式.

2 电子自旋假设的提出与对实验显现的论证

2.1 电子自旋假设的内容及其内涵解释

在 1925 年的夏天,两个莱顿大学的学生 Uhlenbeck 和 Goudsmit 总结了之前其他物理学家

的工作,完整地提出了两条电子自旋假设:

(1) 每个电子具有自旋角动量 $\mathbf{S}$,它在空间上任何方向的投影只能取两个

$$s_z = \pm \frac{\hbar}{2} \quad (10)$$

(2) 每个电子具有自旋磁矩 $\mathbf{M}_s$,它和自旋角动量的关系是

$$\mathbf{M}_s = -\frac{e}{\mu} \mathbf{S} \quad (11)$$

电子自旋角动量与经典轨道磁矩与轨道角动量不同,而是有个 2 的倍数.这条假设实际上是为了符合实验中分裂谱线间距是实验数据,在当时看来,可以算是个近似猜测的唯象理论.

2.2 电子自旋假设与光谱反常实验现象的解释

按照上述两条假设,先忽略精细结构项,综合考虑处在不同状态的单个价电子的原子的总磁矩可以表示为^[4]

$$\boldsymbol{\mu}_j = \left[1 + \frac{p_j^2 - p_l^2 + p_s^2}{2 p_j^2} \right] \frac{e}{2m} \mathbf{p}_j = g \frac{e}{2m} \mathbf{p}_j \quad (13)$$

$$g = \left[1 + \frac{p_j^2 - p_l^2 + p_s^2}{2 p_j^2} \right] = \left[1 + \frac{j^{*2} - l^{*2} + s^{*2}}{2 j^{*2}} \right] \quad (14)$$

g 称为朗德因子.其中

$$j^* = \sqrt{j(j+1)} \quad l^* = \sqrt{l(l+1)} \quad s^* = \sqrt{s(s+1)}$$

这个 g 因子包含了单个电子的自旋磁矩和电子轨道磁矩的耦合作用,又根据经典电动力学理论,原子总磁矩在磁场中的能量为^[4]

$$\Delta E = |\boldsymbol{\mu}_j| |\mathbf{B}| \cos \alpha \quad (15)$$

$\boldsymbol{\mu}_j$ 在磁场中的取向又是量子化的,所以能量也分裂为^[4]

$$\Delta E = M_g \frac{\hbar e}{4\pi m} |\mathbf{B}| = M_g \mu_B |\mathbf{B}| \quad M = [-J, J] \quad (16)$$

$\mu_B = \frac{\hbar e}{4\pi m} = 0.927 \times 10^{-23} \text{ A} \cdot \text{m}^2$,称为一个玻尔磁子.

这样就可以计算谱线分裂的间距,如果按照动量守恒和选择定则可以确定谱线的条数和偏振情况.如图 1 所示.

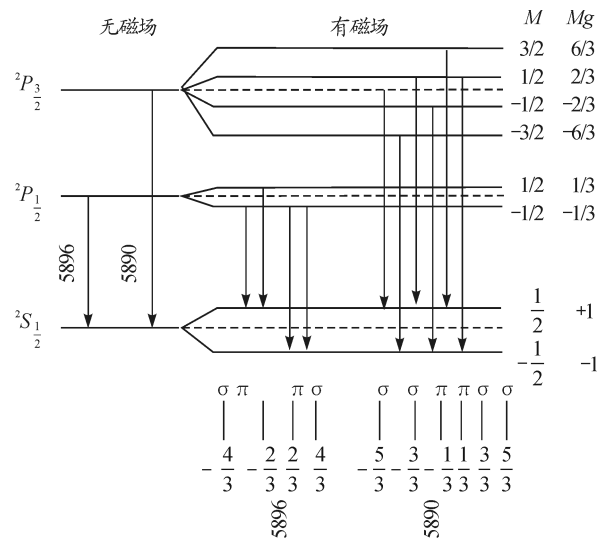


图 1 钠 $2P_{\frac{1}{2},\frac{3}{2}}\rightarrow 2S_{\frac{1}{2}}$ 谱线的塞曼效应

忽略外磁场时,对于光谱精细结构,对氢和类氢原子的能量主要部分的一般公式为^[4]

$$E_0=-\frac{Rhc\left(Z-\sigma\right)^2}{n^2}\tag{17}$$

$Z-\sigma$ 是有效电荷,对氢 $Z-\sigma=1$,对类氢原子 $Z-\sigma$ 是考虑到原子实极化和轨道贯穿后的等效电荷,一般大于1.

然后可以根据托马斯理论以及经典电动力学的理论,计算出自旋与轨道的相互作用能量^[4]

$$\overline{\Delta E_{ls}}=\frac{Rch\alpha^2\left(Z-\sigma\right)^4}{nl\left(l+\frac{1}{2}\right)\left(l+1\right)}\frac{j^{*2}-l^{*2}-s^{*2}}{2}\tag{18}$$

其中

$$\begin{aligned}j^*&=\sqrt{j^*\left(j^*+1\right)}\\l^*&=\sqrt{l^*\left(l^*+1\right)}\\s^*&=\sqrt{s^*\left(s^*+1\right)}\end{aligned}$$

当然,必须考虑到经过 Heisen berg 用量子力学修正后的 Sommerfeld 的相对论能量^[4]

$$\Delta E_r=-\frac{Rhca^2\left(Z-s\right)^4}{n^3}\left[\frac{1}{l+\frac{1}{2}}-\frac{3}{4n}\right]\tag{19}$$

从实验测出的 $Z-s$ 和 $Z-\sigma$ 稍有不同,对碱金属原子而言都随着 l 改变,但对于氢原子都等于1.

仅仅考虑用量子力学修正后的相对论能量项会反而不符合精细结构的实验事实,所以必须综合之前电子自旋角动量和轨道角动量之间的相互作用,即托马斯的第二项,所以总的能量为^[4]

$$\begin{aligned}E&=E_0+\Delta E_r+\overline{\Delta E_{ls}}=-\frac{Rhc\left(Z-\sigma\right)^2}{n^2}-\\&\frac{Rhca^2\left(Z-s\right)^4}{n^3}\left[\frac{1}{l+\frac{1}{2}}-\frac{3}{4n}\right]+\\&\frac{Rch\alpha^2\left(Z-s\right)^4}{nl\left(l+\frac{1}{2}\right)\left(l+1\right)}\frac{j^{*2}-l^{*2}-s^{*2}}{2}=\\&-\frac{Rhc\left(Z-\sigma\right)^2}{n^2}-\frac{Rhca^2\left(Z-s\right)^4}{n^3}\left[\frac{1}{j+\frac{1}{2}}-\frac{3}{4n}\right]\end{aligned}\tag{20}$$

对于同一个 l ,有两个 $j:j=l+\frac{1}{2}$ 和 $j=l-\frac{1}{2}$,

再根据选择定则就可解释氢和碱金属原子光谱精细结构分裂现象.这个结果同样会和狄拉克建立的相对论量子力学得出的结果相同.下面是氢原子 $n=3$ 的能级演变过程如图2所示.

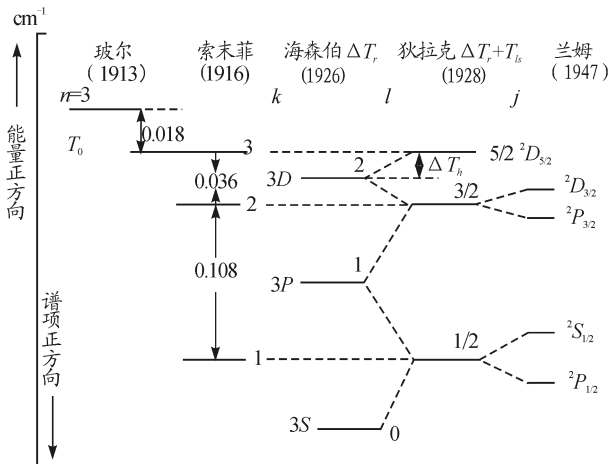


图 2 氢原子 $n=3$ 的能级演变(不按比例)

3 电子自旋假设与量子力学理论

3.1 波动量子力学理论与电子自旋假设

1925年到1928年之间,量子力学取得了进一步的发展,形成比旧量子论更严密完整更深刻揭示微观世界的物理过程的体系,迫使物理学家重新描述电子自旋假设及其物理含义.一方面建立的波动量子力学,在波动方程中引入了系统哈密顿量的概念,力学量用力学算符来代替.然后,对于简单的系统,如有心力场中的哈密顿算符得出了表征氢原子原子状态的3个量子数物理含义.在另一方面,海森堡建立了与 Schrodinger 等价的矩阵量子力学.

如果按照二值的自旋分量,可以构造描述电子自旋角动量所对应的算符,即泡利矩阵. 根据托马斯计算的结果,考虑有单个电子原子的哈密顿量为

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2\mu} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0} + \frac{eB}{2\mu}(\hat{L}_z + 2\hat{S}_z) + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 2\mu^2 c^2 r^3} \hat{S} \cdot \hat{L} \tag{21}$$

考虑两种极端情况,当磁场足够弱时,即没有破坏自旋与轨道的耦合时,可以把总角动量与磁场相互作用看成是微扰项,这时 J 为好量子数,采用 lsm 表象,则能量的一级近似为^[7]

$$\begin{aligned} \Delta E &= \langle lsm | l_z + 2s_z | lsm \rangle = \\ &g_j m \left(\frac{e}{2\mu} \right) B \tag{22} \\ g_j &= 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)} \end{aligned}$$

为朗德因子, $m = \langle lsm | j_z | lsm \rangle$.

结果也可理解成 $\mu_j = -g_j \left(\frac{e}{2\mu} \right) j$ 与磁场的相互作用能,这与半经典半量子的结论是一致的.

当磁场足够强时,即破坏了自旋与轨道的耦合时,把自旋与轨道相互作用看成是微扰项,这时 l, m, m_l, m_s 近似看成是好量子数,可以得到能量一级近似为^[10]

$$\Delta E = (m_l + m_s) \frac{e}{2\mu} B + \zeta_{nl} m_l m_s \tag{23}$$

忽略自旋与轨道的耦合能时,近似求解在不同条件下的结果,与经典的结论是一致的.

3.2 相对论量子力学与电子自旋假设

1928 年狄拉克建立了相对论性量子力学,他将相对论和量子力学融合,使之发展成更加严密的统一的框架. 他修正了 Schrodinger 方程,满足了洛伦兹变换不变性. 在狄拉克理论下,电子自旋的假设变成了自然而然的性质,使得电子自旋摆脱了人为因素.

自由粒子的狄拉克方程为^[8]

$$(E - c \hat{\alpha} \cdot \hat{p} - \hat{\beta} mc^2) \psi = 0 \tag{24}$$

其中有

$$\hat{\beta} = \begin{bmatrix} \hat{I} & 0 \\ 0 & -\hat{I} \end{bmatrix} \quad \hat{\alpha} = \begin{bmatrix} 0 & \hat{\sigma} \\ \hat{\sigma} & 0 \end{bmatrix} \tag{25}$$

若是带电粒子 $-e$ 在电磁场中的狄拉克方程只要将上述方程进行如下代换:其

$$E \rightarrow E + e\varphi \quad \hat{p} \rightarrow \hat{p} + \frac{e}{c} \hat{A} \tag{26}$$

在非相对论近似下可得到 Pauli 方程^[8]

$$E' \psi' = \left[\frac{1}{2\mu} \left(\hat{p} + \frac{e}{c} \hat{A} \right)^2 - e\varphi + \frac{e\hbar}{2\mu c} \sigma \cdot B \right] \psi' \tag{27}$$

其中, $\hat{\sigma}$ 是 Pauli 在狄拉克写下相对论波动方程之前提出的描述电子自旋波函数的矩阵算符,在最后项是自旋磁矩为 $-\left(\frac{e\hbar}{2\mu c} \right) \hat{\sigma}$ 的粒子在磁场中的附加能量项,是自然而然的得到塞曼效应中关于电子自旋磁矩与磁场的作用能,而之前的讨论电子自旋磁矩都是作为一个由实验得来附加假设.

上式一般公式若是处在均匀磁场中条件下

$$\begin{aligned} B_x &= B_y = 0 \quad B_z = B \\ A_x &= -\frac{B}{2} y \quad A_y = \frac{B}{2} x \quad A_z = 0 \end{aligned} \tag{28}$$

并满足横波条件 $\nabla \cdot A = 0$, 可以求得^[8]

$$\begin{aligned} \hat{H} &= \frac{\hat{p}^2}{2m} + V(r) + \frac{eB}{2mc} (\hat{L}_z + 2\hat{S}_z) + \\ &\frac{e^2 B^2}{8mc^2} (x^2 + y^2) \end{aligned} \tag{29}$$

最后一项与物质顺磁性质相关.

再考虑在有心力场中的非相对论狄拉克方程有^[7]

$$\begin{aligned} &\left[\frac{\hat{p}^2}{2\mu} + U(r) - \frac{\hat{p}^4}{8\mu^3 c} + \frac{1}{2\mu^2 c^2} \frac{1}{r} \frac{dU}{dr} \hat{S} \cdot \hat{L} - \right. \\ &\left. \frac{\hbar^2}{4\mu^2 c^2} \frac{dU}{dr} \frac{\partial}{\partial r} \right] \psi_1 = E' \psi_1 \end{aligned} \tag{30}$$

从这个方程中可以看出它包含了之前所分开讨论的所有项,其中,第一、二两项是不包含自旋的薛定谔方程,第三项是由相对论质量修正而来,第四项是自旋轨道耦合能,而且也得出了狄拉克方程所特有的达尔文项.

狄拉克方程的优势在于将量子力学形成一个规范的自洽的体系,在各个不同的条件下可以得出光谱精细结构以及微观原子在磁场中的实验现象,也将所有的电子自旋性质统一在这个体系当中,狄拉克理论的正确性已经在正电子的预言中得到了证

实. 之后,在粒子物理学中,具有半整数自旋的粒子遵循费米-狄拉克统计,称为费米子,它们必须占据反对称的量子态,这种性质要求费米子不能占据相同的量子态,这被称为泡利不相容原理^[9~14].

4 电子自旋假设的启示

4.1 注重实验与思维

实验是物理学大厦的根基. 物理学理论的建立一般都会经历:实验 — 假说 — 数学推理 — 实验检验 — 建立理论 — 拓展应用等几个阶段. 从实验中发现问题的,从问题中进行思考,从思考获得答案,从答案中反思过程. 在浩荡的物理学史中,不难发现很多理论都是人类思维上巨大的转变,如量子力学和相对论等. 提出分数量子数同样是这一段旅程中巨大的闪光点,改变一贯的思维惯性,才能获得柳暗花明又一村的电子微观世界运动的图景,这需要大量的实验和深度思维的支撑及不懈的努力.

4.2 注重继承与创新

电子自旋假设和其他科学理论一样,都是科学技术和生产水平发展到一定阶段的必然产物. 随着对于光谱精细结构条件的改善,才有实验现象的观察. 就像两次工业革命一样. 同时,理论的成功是很多位科学家们一起努力的结果,对于电子自旋假设而言,经历了从经典的地球自转模型到神奇的半数量子数的自旋无疑是一种巨大的创新,这种创新某种意义上对分数电荷粒子夸克的提出也具有影响.

参 考 文 献

1薛凤家. 诺贝尔物理学奖百年回顾[M]. 北京:国防工业出版社,2003

2张跃. 人类是怎样认识电子自旋的[J]. 自然辩证法通讯, 1987(2):49 ~ 58

3秦允豪. 普通物理学教程:热学[M]. 北京:高等教育出版社,1999

4褚圣麟. 原子物理学[M]. 北京:高等教育出版社,1979

5Bretislav Friedrich,Dudley Herschbach. 一只劣质烟卷是如何帮助重新规划原子物理的[J]. 物理学史与物理学家,2004(8):608 ~ 613

6金尚年. 量子力学的物理基础和哲学背景[M]. 上海:复旦大学出版社,2007

7郑乐民,徐庚武. 原子结构与原子光谱[M]. 北京:北京大学出版社,1988

8钱伯初. 量子力学[M]. 北京:高等教育出版社,2006

9瓦尔特·顾莱纳. 量子力学导论[M]. 北京:北京大学出版社,2001

10苏燕飞. 关于塞曼效应的三种解释法的异同[J]. 山西师范大学学报(自然科学版),2006,16(3):23 ~ 28

11李法和,托马斯进动与反常塞曼效应[J]. 山东师大学报(自然科学版),1987,2(3):281 ~ 288

12李兴鳌,杨建平,周震. 正常塞曼效应与反常塞曼效应的比较[J]. 湖北民族学院学报(自然科学版),2004, 22(4):74 ~ 76

13李兴鳌,易金桥. 碱金属反常塞曼效应的微扰论分析[J]. 湖北民族学院学报(自然科学版),2003(3):33 ~ 36

14傅海辉. 电子自旋假说的提出及其历史经验[J]. 物理, 2002(18):534 ~ 539

The Historical Development Venation of
the Electron Spin Hypothesis and Its Enlighten ment

Zhang Jiaxing

(Xiamen Experimental Middle School, Xiamen,Fujian 361100)

Abstract:The historical background of the electronic spin hypothesis is introduced in detail from the experimental basis and theoretical argumentation, and the enlightenment of the course of the electronic spin hypothesis is discussed.

Key words: spin;experiment;the history of physics