# 采用经典物理学和经典零点辐射处理的氢原子塞曼效应

Timothy H. Boyer

纽约市立大学城市学院物理系

纽约市立大学，纽约州纽约市 *10031*

arXiv:2603.13449v1 [physics.class-ph] 13 Mar 2026

## 摘要

本文在包含经典零点辐射的经典电动力学框架内，研究氢原子低共振能态的塞曼效应。电子被视为处于库仑势中的经典带电粒子。同时还考察了旧量子论中的“空间量子化”、Sommerfeld相对论结果以及斯特恩-盖拉赫实验。

## I. 引言

尽管法拉第曾寻找磁场对谱线的影响，但这一效应最早由塞曼于1896年发现。[1] 这一解释涉及洛伦兹的经典电子理论，使塞曼和洛伦兹二人共同获得了1902年的诺贝尔奖。然而，实验人员发现了“反常”塞曼效应，而这一现象似乎不可能在经典理论框架内得到解释。

近期的研究[2] 在扩展经典电动力学的同时，纳入了经典零点能、相对论和共振，并在没有外加磁场的情况下考察了氢原子。本文则在同一经典电磁理论框架内，研究磁场的影响。我们将对塞曼效应和斯特恩-盖拉赫偏转的某些方面给出经典解释。本文报告的研究仅涉及经典电动力学，不涉及“电子自旋”。

## II. 磁场对经典轨道的影响

### A. 氢原子模型

按照经典理论所描述的氢原子或类氢系统中，一个电子在库仑势中沿经典轨道运动。轨道具有一个角动量矢量，可写成涉及$\hat{x}$、 $\hat{y}$、 $\hat{z}$ 方向单位矢量的线性组合。当经典零点辐射存在并施加各向同性但随机的力时，角动量矢量的所有取向出现的概率都相同。然而，若存在沿 $\hat{z}$轴方向的磁场，则会出现一个优选取向，而电子轨道的作用量变量[3] $J_r$、 $J_\theta$和 $J_\phi$ 将相对于磁场方向 $\hat{z}$.与零点辐射近似呈共振值

如果粒子的轨道是圆形轨道，则对应一个作用量值 $J_r = 0$。由于轨道运动与零点辐射之间的共振，总角动量为[3] $J_2 = J_\theta + J_\phi$ 的圆形轨道相对于优选的 $z$轴只能取某些特定方向；这些方向对应的沿$\hat{z}$轴的角动量值为 $J_\phi/\hbar = m = -l,\ -l+1,\ \ldots\ldots,\ l-1,\ l$。经典角度相对于优选的 $z$轴只能取离散值，这种情况看起来就像旧量子论中的空间量子化。

**B. 特殊情形** $m = 0$

如果角动量沿着某个坐标方向 $\hat{x}$， $\hat{y}$， $\hat{z}$，那么轨道运动将会（对于一位从正无穷远沿 $\hat{z}$轴朝原点观察、且面对正 电荷的观察者而言）在 $\hat{z}$，方向上呈逆时针运动，在 $-\hat{z}$ 方向上呈顺时针运动；若沿 $xy$平面，则角动量矢量平行于该平面，适用于 $\hat{x}$ 或 $\hat{y}$ 方向。轨道的其他方向均处于中间位置。

不过，有一种特殊情形，出现在氢原子基态中，此时 $l = 1$，或者出现在任何其他原子中，此时一个外层电子在球对称原子实上方具有 $m = 0$ 。由于这种取向要求轨道在进动时具有非零尺寸，因此被排除。若轨道由轨道运动与经典零点辐射之间的共振维持，这种情况是不可能的。如果一个半径非零的圆形轨道，其角动量平行于$xy$平面，那么带电粒子绕轨道运动且轨道进动时，半径必然会发生变化，因此 $J_r \neq 0.$ 。轨道必须进动，因为角动量垂直于磁场。轨道的拉莫尔进动既提供了 $z$角动量分量的非零恒定值 $J_\phi$，也使径向运动的数值发生变化，因此 $J_r \neq 0.$ 。因此，对于一个有限半径的轨道，若轨道运动与零点辐射之间存在共振，则情形 $J_r = 0$ 和 $m = 0$不成立。

## III. 氢原子中的塞曼效应

**A. 基态**

在旧量子论中，氢原子的基态被认为是玻尔的最低能级[4] $n = 1$ 在

$$U = -\frac{M_0 e^4}{2\left(n\hbar\right)^2}. \tag{1}$$

而在经典电磁学与经典电磁零点辐射的框架下，我们预期，在磁场中，具有玻尔的 $n = 1$，它将具有 $l = 1$， $m = \pm 1$。只有两条轨道与经典零点辐射共振，一条顺时针，另一条逆时针——

方向。与 $m = 0$ 对应的取向是不允许的，正如上一段所解释的那样。在磁场存在时，一个方向上的运动会使带电粒子的速度增加，从而提高粒子的动能；另一个方向上的运动则会使动能降低，相较于没有磁场的情况而言。对于较弱的磁场 $B$，平衡圆形轨道的半径保持不变。[5] 向心运动方程为

$$M_0\frac{(\pm v_0+\Delta v)^2}{r_0}=-\frac{Ze^2}{r_0^2}+e\frac{(\pm v_0+\Delta v)}{c}\Delta B. \tag{2}$$

因此，电子非相对论动能的变化为

$$\Delta KE\approxeq\frac{1}{2}M_0\left[\pm 2v_0\left(\Delta v\right)\right]\approxeq\pm\frac{ev_0B}{c}. \tag{3}$$

当带电粒子减速时（因为电荷的运动方向与自由电子相反），它将在库仑势所要求的轨道边缘附近运动。这种情况似乎与抗磁性讨论中所述的情况相同。[6]

在没有库仑势的情况下，自由电子只有一个运动方向，即非相对论带电粒子遵循牛顿第二定律所确定的方向

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt}=-M_0\frac{v^2}{r}\widehat{r}=e\frac{\mathbf{v}}{c}\times\mathbf{B} \tag{4}$$

赋予

$$\frac{v}{c}=\frac{eBr}{M_0c^2}. \tag{5}$$

## IV. 氢原子激发态的塞曼效应

### A. 氢原子的精细结构

如果电子从一个共振激发态跃迁到另一个态时存在磁场，那么电子的能量变化将涉及该共振激发态的能量。这类能级取决于氢原子能级的精细结构。采用经典方法研究精细结构，会得出氢原子和碱金属中的塞曼效应，其所涉及的概念与量子理论中的概念截然不同。

计算得到的氢原子能级精细结构与 Sommerfeld[7] 在旧量子论中获得的结果一致，但现在将其重新解释为共振行为

对于处于经典零点辐射中的带电粒子，我们将采用 Goldstein'stexton classicalmechanics[8] 中给出的经典相对论表达式

$$U(J_3,J_2,J_1)=M_0c^2\left[1+\left(\frac{e^2/c}{J_3-J_2+\sqrt{J_2^2-\left[e^2/c\right]^2}}\right)^2\right]^{-1/2}. \tag{6}$$

按 $e^2/\left[J_3c\right]$ 展开，但略去 $e^2/c$，我们得到近似式

$$\begin{aligned}U(J_3,J_2,J_1)&=M_0c^2\left[1+\frac{1}{J_3^2}\left(\frac{1}{1-(J_2/J_3)+\sqrt{(J_2/J_3)^2-1/J_3^2}}\right)^2\right]^{-1/2}\\&=M_0c^2\left[1-\frac{1}{2J_3^2}\left\{\left(1+\frac{1}{J_3J_2}+...\right)+\right\}+\frac{3}{8}\frac{1}{J_3^4}+..\right]\end{aligned} \tag{7}$$

或者，恢复 $e^2/c$后

$$U=M_0c^2-\frac{M_oc^2}{2}\left(\frac{e^2}{J_3c}\right)^2-\frac{M_oc^2}{2}\left(\frac{e^2}{J_3c}\right)^2\frac{J_2}{J_3}\left(\frac{e^2}{J_2c}\right)^2+\frac{3}{8}M_0c^2\left(\frac{e^2}{J_3c}\right)^2\left(\frac{e^2}{J_3c}\right)^2 \tag{8}$$

方程（8）中的近似结果，是经典力学中粒子在库仑（或开普勒）势下得到的结果。

正如上一篇文章所示，[2]氢原子激发态对应于粒子轨道运动与经典电磁零点辐射之间的共振。若写作 $J_3=n_3\hbar$ 和 $J_2=n_2\hbar$，则方程（8）中的近似式变为

$$U\left(n_3,n_2,n_1\right)=M_0c^2-\frac{M_oc^2}{2n_3^2}\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^2-\left[\frac{M_oc^2}{2n_3^2}\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^4\right]\left[\frac{1}{n_3n_2}-\frac{3}{4n_3^2}\right]. \tag{9}$$

方程（9）中的第一项是带电粒子的相对论静止能量，第二项是玻尔能量，第三项是氢原子的精细结构能量。正如物理学文献中常提到的，旧量子论中的 Sommerfeld 结果与狄拉克方程的结果一致。[9]

**B. 玻尔 $n=2$ 能级的塞曼效应**

对于式（1）中的玻尔 $n=2$，我们有 $J_3=2\hbar$. 不过，现在我们可以有 $J_r=\hbar$和 $J_2=\hbar$，或者可以有 $J_r=0$ 和 $J_2=2\hbar$。非相对论经典轨道的偏心率为

$$\epsilon=\sqrt{1-\left(\frac{J_2}{J_3}\right)^2}. \tag{10}$$

因此，这些轨道的偏心率各不相同。较小的值 $J_2$，其中 $J_r$ =1 对应于角动量较小的非相对论椭圆轨道（相对论玫瑰线轨道），其非相对论偏心率为 $\sqrt{3}/4$. 对于第二种轨道，其中$J_3 = J_2$， $J_r = 0$，偏心率为零，即圆形轨道。没有磁场时，轨道可以具有任意取向。如果存在磁场，经典轨道可能会绕磁场方向进动。

从式 (9) 中 $1/(n_3 n_2)$ 的依赖关系可以看出， $n_2 = l$ 的共振值较小的能级，相较于 $n_2 = l$ 较大的能级，能量更低（更深）。因此，我们预期 $n_3 = 2, l = 1$ 的能量低于 $n_3 = 2, l = 2$。有两个较低的能级，分别对应于 $n_3 = 1, l = 1, m = \pm 1$；它们在磁场中将呈现与基态相同类型的双重分裂。另一方面，较高的能级对应于 $n_3 = 2, l = 2,$ $m = \pm 2, \pm 1,$，在弱磁场中将呈现四重分裂。请记住，经典共振分析排除了取向$m = 0$ 。

随着磁场增强，库仑势的重要性降低。不过，我认为帕邢-巴克效应并不意味着自由电子呈现朗道能级。库仑势是长程势。

在我们的经典电磁分析中，电子只是一个点电荷，不存在自旋-轨道相互作用这种东西。相比之下，量子理论认为，精细结构源于两种不同的效应：相对论修正和自旋-轨道耦合。在他的量子力学教材中，Griffiths 指出[9] “考虑到其中涉及的物理机制截然不同，相对论修正和自旋-轨道耦合却处于同一数量级（$E_n^2/Mc^2$），这实在令人惊叹。”在经典观点中，这种情况一点也不令人惊叹，也与“自旋-轨道耦合”毫无关系。这只是经典电动力学的结果。我们从原始的相对论表达式（式（6））中注意到， $J_2$ 不可能为零，因为它出现在一个带减法项的平方根中。

**V. 斯特恩-盖拉赫实验**

在 1922 年的斯特恩-盖拉赫实验[10]中，人们发现一束银原子偏转成两条分别通向收集板的路径。后来，1927 年，Phipps 和 Taylor 使用氢原子重复了这一实验。[11] 同样，在低温条件下，

发现恰好有两条通向收集板的路径。在这两种情况下，电离原子的电荷价数均为 $+1$。因此，我们认为存在一个能够与磁场相互作用的外层电子。原子处的外部磁场将提供一个优先方向，并根据运动方向（相对于磁场方向是顺时针还是逆时针）分裂带电粒子轨道。每个带电粒子轨道都有两种可能的旋转方向。

**VI. 结语**

本文扩展了包含经典电磁零点辐射的经典电动力学研究。本文的分析完全基于经典电磁理论。看来，无需诉诸量子概念，也能用经典理论解释原子物理学的某些方面。氢原子的塞曼效应可以用经典电动力学来讨论，无需引入“电子自旋”。事实上，对于氢原子的低能级，“自旋”似乎指的是电子在其经典轨道内的运动方向。

此外，我们必须确认轨道运动能够与经典零点辐射发生共振。氢原子的索末菲相对论结果可以理解为源自经典理论：由于轨道运动与零点辐射之间存在共振，旧量子论中的作用量变量取整数值。经典共振似乎能够解释旧量子论中的“空间量子化”。此外，斯特恩-盖拉赫实验似乎也能在经典电磁理论框架内得到解释。

---

[1] P. Zeeman，《论磁性对物质发射光性质的影响》，《哲学杂志》**43**，226-239（1897年）。[2] T. H. Boyer，《经典电动力学与经典零点辐射中的相对论氢原子》，待投稿发表。[3] H. Goldstein，《经典力学》第二版，（Addison-Wesley，马萨诸塞州雷丁，1981年），第575-578页。本文采用 Goldstein 的符号记法。[4] N. Bohr，《论原子与分子的构成，第一部分》，《哲学杂志》**26**，1-25（1913年）。

[5] D. J. Griffiths, 《电动力学导论》第5版（剑桥大学出版社，剑桥，2024年），第273–274页。[6] T. H. Boyer, 《随机经典辐射中的抗磁行为》, 《美国物理学杂志》**87**，915–923（2019年）。[7] A. Sommerfeld, 《论谱线量子理论》, 《物理学年鉴》**356**，1–94（1916年）。[8] 参见参考文献3，第498页。[9] D. J. Griffiths, 《量子力学导论》第2版（培生普伦蒂斯·霍尔，上萨德尔河，新泽西州，2005年），第274–276页。[10] W. Gerlach 和 O. Stern, 《在磁场中方向量子化的实验证明》, 《物理学杂志》¨**9**，349–352（1922年）。[11] T. E. Phipps 和 J. B. Taylor, 《氢原子的磁矩》, 《物理评论》**29**，309–320（1927年）。[12] T. H. Boyer, 《随机电动力学：以经典电磁零点辐射为基础的经典电动力学理论》, 《物理评论D》**11**，790–808（1975年）。2026年3月1日 Zeeman2.tex