

基础物理教程之五

原子物理学

陈宏芳 编

中国科学技术大学出版社

基础物理教程之五

原子物理学

陈宏芳 编

中国科学技术大学出版社

1997·合肥

内 容 提 要

本书是中国科学技术大学尹鸿钧教授主编的《基础物理教程》第五分册。

主要是介绍物质微观结构量子物理的一些基本知识和概念。通过讲解原子光谱及有关的物理现象和实验,介绍量子力学的一些基本观点和概念。然后运用这些概念来讨论原子、原子核、粒子及固体物理。

图书在版编目(CIP)数据

原子物理学/陈宏芳 编.——合肥:中国科学技术大学出版社,

1997年4月

ISBN 7-312-00890-9

I 原子物理学

II 陈宏芳 编

III ① 基础物理 ② 原子物理学

IV O

中国科学技术大学出版社出版发行

(安徽合肥市金寨路96号,邮编:230026)

中国科学技术大学印刷厂印刷

全国新华书店经销

开本:850×1168/32 印张:11.75 折页:1 字数:307千

1997年4月第一版 1997年4月第一次印刷

印数:1—5000册

ISBN 7-312-00890-9/O·189 定价:11.50元

《基础物理教程》编委会名单

主编：尹鸿钧

编委：程福臻

朱栋培

程稼夫

张玉民

吴 强

郭光灿

陈宏芳

《基础物理教程》

之一：力学

之二：热学

之三：电磁学

之四：光学

之五：原子物理学

前 言

中国科学技术大学正在积极进行着“面向 21 世纪教学内容和课程体系改革”的研究和探索。在深入研讨大学物理教学的目的、任务和改革方案时,我们深切感到必须从培养人才的全面素质,人才的培养规格、模式、方法等方面来思考和定向。我校提出的基础“宽、厚、实”,专业“精、新、活”,注意培养“全面素质”和注重培养“创新精神”的教学原则,应该在我校大学物理教学中得到充分体现。

我们在制定新的教育教学计划、课程设置、课程体系的过程中,按学科群组织实施教学,将大学物理分为三种类型。1. 物理学科群,按 18 学分课程设计,编写了《普通物理》教材共 5 册,已由高等教育出版社陆续出发;2. 非物理类学科群按 12 学分课程设计,编写了《基础物理教程》共 5 册,由中国科学技术大学出版社陆续出版;3. 经营管理、人文科学、社会科学类学科群,按 8 学分课程设计,编写了《基础物理简明教程》,也将由中国科学技术大学出版社出版。我校 95 年本科已经开始全面使用这三套教材,以期进一步取得教学实践的经验,深化我校大学物理的教学改革。

本套《基础物理教程》是非物理类学科群使用的教材,共 5 册:力学、热学、电磁学、光学、原子物理学。在编写过程中我们遵循以下两条基本原则:

1. 使学生对物理学的内容和方法,物理图象和概念,工作语

言,历史、现状和前沿状况有一个整体的理解和掌握,力求将当今前沿科学和技术问题中的物理内核在基础层次上反映到教学内容中来。

2. 对学生进行物理素质这一科学素质重要方面的培养,培养学生科学思维,逐步掌握正确的科学研究方法,具有提出和解决问题、探索自然规律的能力,并具有创新精神。

由于我们水平、能力、教学实践范围的限制,错误和不妥之处在所难免,欢迎使用本教材的老师 and 同学批评指正。

中国科学技术大学 副校长 尹鸿钧
教 授

1996 年 1 月于合肥

目 次

第一章 玻尔原子模型	(1)
1.1 原子的核式结构	(1)
1.2 原子光谱.....	(15)
1.3 玻尔氢原子理论.....	(19)
1.4 原子核质量的影响.....	(30)
1.5 弗兰克-赫兹实验	(35)
第一章习题	(41)
第二章 量子力学的初步介绍	(44)
2.1 波粒二象性.....	(44)
2.2 物质波的统计解释和不确定原理.....	(58)
2.3 薛定谔方程.....	(66)
2.4 力学量的平均值、算符表示和本征值	(71)
2.5 定态薛定谔方程解的几个简例.....	(75)
第二章习题	(88)
第三章 单电子原子	(91)
3.1 氢原子的定态薛定谔方程解.....	(92)
3.2 量子数的物理解释	(104)
3.3 跃迁几率和选择定则	(112)
3.4 电子自旋	(119)
3.5 自旋和轨道相互作用	(129)
3.6 单电子原子能级的精细结构	(137)
第三章习题.....	(148)
第四章 氦原子和多电子原子	(151)
4.1 氦原子的能级	(151)

4.2	全同粒子和泡利不相容原理	(157)
4.3	多电子原子的电子组态	(165)
4.4	原子的壳层结构和元素周期表	(168)
4.5	多电子原子的原子态和能级	(179)
4.6	多电子原子的光谱	(192)
4.7	原子的内层能级和 X 射线	(197)
第四章习题		(208)
第五章 固体结构及导电性		(211)
5.1	晶体结构	(211)
5.2	晶体的结合	(216)
5.3	金属中的自由电子气(费米气体模型)	(225)
5.4	固体的能带理论	(231)
5.5	半导体	(241)
第五章习题		(255)
第六章 原子核		(257)
6.1	原子核的基本性质	(257)
6.2	原子核的稳定性和结合能	(267)
6.3	核力与核结构模型	(271)
6.4	核衰变及放射性	(280)
6.5	原子核的裂变和聚变	(300)
第六章习题		(311)
第七章 粒子物理		(313)
7.1	高能加速器和粒子探测器	(313)
7.2	粒子的基本性质和分类	(321)
7.3	强子的夸克模型	(332)
7.4	相互作用	(341)
7.5	物质的基本组分	(357)
第七章习题		(364)

第一章 玻尔原子模型

中国古代的哲学家早在周代就提出五行说,即万物都是由金、木、水、火、土五种物质构成的学说。古希腊人认为水、火、空气和泥土是构成物质的基本元素。原子这个名词最早是在公元前四五世纪由希腊哲学家德谟克利特提出的,“原子”在希腊语中是“不可再分割”的意思,也就是认为原子是物质分割的极限,是组成物质的最小单元。直到18、19世纪,在气体分子运动理论和化学反应实验中发现的定比定律、倍比定律的基础上,1803年道尔顿(J. Dalton)提出物质由分子组成,分子是保持物质化学性质的最小单元,而分子又由一种或几种化学元素的原子组成。原子是化学元素的最小单元。1811年,阿伏伽德罗(A. Avogadro)在道尔顿的原子论及盖-吕萨克(J. Gay-lussac)的关于化学反应气体的体积有简单的比例关系的基础上提出阿伏伽德罗定律,即在同样的温度和压力条件下,同体积的任何气体含有的分子数相同。实验给出,在标准条件下(0℃和1大气压),1克分子质量(1mol质量)气体的体积为22.4升,且在这体积中总是含有一定数目的分子,这个数称阿伏伽德罗常数 N_A

$$N_A = 6.022 \times 10^{23} \text{mol}^{-1}$$

这些思想形成了物质的原子论。可测得原子的质量及估算原子的大小(约 10^{-10}m)。1869年,门捷列夫(D. I. Mendeleev)指出,假如将元素按原子量大小的次序排列,则元素的性质呈现出周期性的行为。对这种现象原子论几乎不可能对它作出解释。元素周期表显示出原子似乎并不是简单地不可分的物质最小单元。今天我们已经清楚知道,原子只是物质结构的一个层次,原子本身也是有结构的。本章主要讨论原子的构成,及一些早期的原子模型和原子光

谱的基本规律,在这基础上介绍玻尔的氢原子理论。

1.1 原子的核式结构

1.1.1 电子的发现

19 世纪 70 年代,在对气体放电现象的研究中发现了阴极射线。实验还发现阴极射线在电场和磁场中会偏转,由偏转的方向证明阴极射线是带负电的,当时对射线的性质到底是粒子还是波,存在有不同的观点,英国物理学家汤姆逊(J. Thomson)认为阴极射线是由阴极产生的,是高速运动的带负电的粒子流。他设计了如图 1.1.1 的实验装置,一个充以稀薄气体的玻璃管中有几个电极,在阴极 C 和阳极 A 之间加上高压,从阴极发出的阴极射线,穿过空心阳极和狭缝 D ,通过平行板电极中间的电场区,到达管子右端带有标尺的荧光屏 S 上。当平行板间电场为零时,射线打在标尺的零点。如果在平行板空间加一个方向由纸面向下的磁场,则细束向下偏转。若在平行板之间加上如图示极性的电压 V ,电场为 E 时,则细束向上偏转 h 。调节磁场强度 B ,使细束在电场和磁场的作用下回到标尺零点。由电场、磁感应强度和几何尺寸可测定射线粒子的荷质比。设平行电极板长度为 l ,极板中点到荧光屏的距离为 L ,则可以证明

$$\frac{e}{m} = \frac{Eh}{lLB^2} \quad (1.1.1)$$

式中 e, m 分别是带电粒子的电荷和质量。在 1897 年他测定了组成阴极射线的粒子的荷质比。当时的测量值为

$$\frac{e}{m} = 7.6 \times 10^{10} \text{C/kg} \quad (\text{库仑 / 千克})$$

他在各种不同条件下,如放电管中充不同的气体、用不同的电极材料进行实验,测量的结果都得到相同的值。这些结果说明这种粒子

是各种元素的原子都有的,共同的。而它的荷质比值却比氢离子的荷质比值(可用电解方法测得)

$$\frac{e}{m} = 9.6 \times 10^7 \text{C/kg} \quad (\text{库仑 / 千克})$$

约大 1000 倍。因此这种粒子不可能是离子,只能是一种新粒子,这种粒子叫电子,它应是物质的一个组成成分。

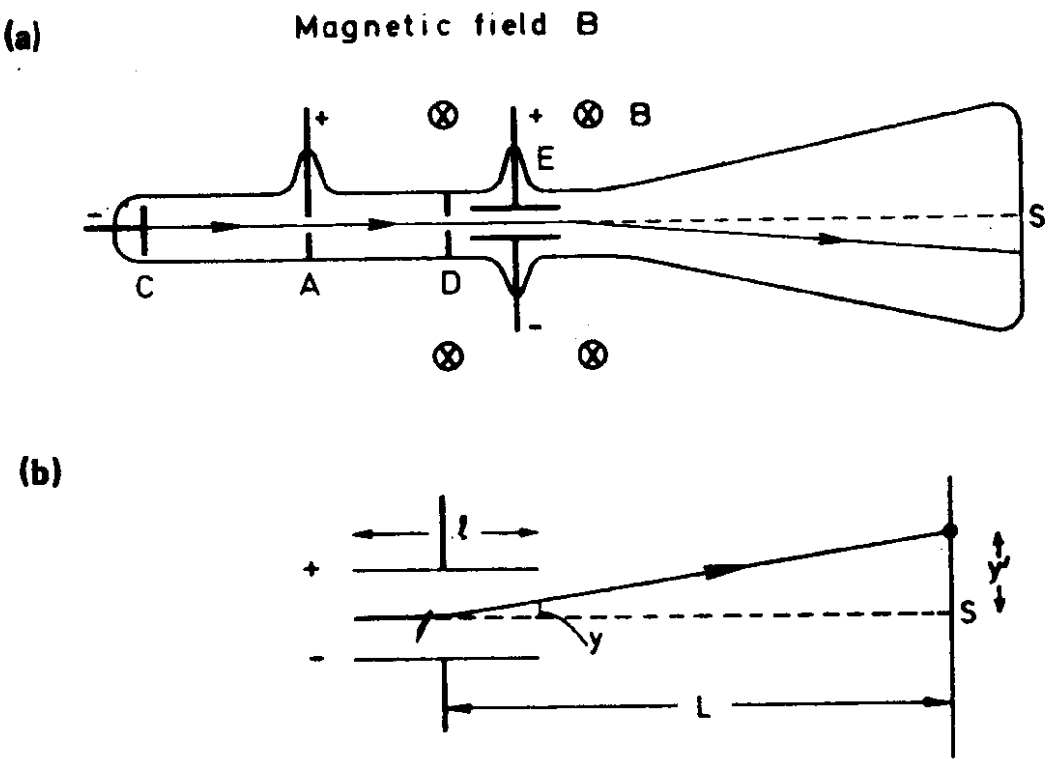


图 1.1.1 汤姆逊测量电子荷质比实验装置示意图

1899 年,汤姆逊利用威尔逊(T. Wilson)发明的云雾室测定电子的电荷。测量结果表明电子电荷和氢离子电荷相近,为 $1.6 \times 10^{-19} \text{C}$ 。更精确的测量给出电子的荷质比为 $1.758 \times 10^{11} \text{C/kg}$,由此可得电子的质量 $m_e \approx 1/1836$ 氢原子质量。

实际上,电子的发现是一个长期的工作,经历了许多物理学家的努力,在改进阴极射线管装置,确定它的荷电性质等方面,很多人做了工作。1894 年斯托尼(J. Stoney)就给阴极射线的粒子命名为电子。但电子的发现最后是以 1897 年汤姆逊对电子荷质比的测

定为标志。汤姆逊因此而获得 1906 年的诺贝尔物理奖。

电子是组成原子的一个成分。电子带负电而原子又是中性的，那么原子中一定有带正电的部分，而且电荷大小和电子的总电荷相等。此外，电子质量很小，只占原子质量的很小的一部分，原子质量几乎全由带正电的部分承担。那么原子中的正、负电荷是怎样分布的呢？

汤姆逊提出了一个原子模型，他认为原子中的正电荷分布在整個原子空间，即在一个半径 $R \approx 10^{-10} \text{m}$ 的区间，电子则嵌在布满正电荷的球内，由于电子间的相互作用，电子均匀分布在正电荷球内。当原子处于最低的能量状态时，电子处在其平衡位置上。当原子被激发时，电子偏离平衡位置，由于和正电荷之间的静电力，使它在平衡位置附近作简谐振动。按照经典的电磁理论，作加速运动的带电物体将发射电磁辐射，所发射的电磁辐射的频率应等于简谐振动的频率。简单的估算可给出辐射频率约在紫外和可见光区，因此能定性解释原子的辐射特性。但是根据这样的估算，原子只发射一种频率的电磁辐射。而实验测到的原子辐射却是一系列不同频率的线谱。

1.1.2 α 粒子散射实验

为研究原子内部的结构和电荷分布，人们很自然的想利用高速粒子去轰击原子，根据入射粒子的散射情况来了解原子内部的情形。物理学家曾尝试过用电子撞击原子，实验结果显出电子被散射的几率比汤姆逊模型预言的要小，但难以得出定量的结论。

1896 年，贝克勒尔(H. Becquerel)发现了放射性现象，一种带正电的射线称 α 射线。卢瑟福(E. Rutherford)对 α 射线进行了系统的研究。其中一个重要工作是确认了 α 射线实际上是高速运动的带两个正电荷的氦离子，它的质量 $M_\alpha \approx 7300m_e$ 。他曾因此项工作而在 1908 年获得了诺贝尔化学奖。卢瑟福还首先发明用 α 粒子打在荧光屏上，通过对发光次数的计数来确定入射 α 粒子的数目

的方法。1909 年卢瑟福和他的助手盖革(H. Geiger) 及学生马斯登(E. Marsden)在做 α 粒子和薄箔散射实验时,观察到绝大部分 α 粒子几乎是直接穿过铂箔,但偶然有一些 α 粒子发生大角度散射。为了得到更精确的结果,他们用如图 1.1.2 的装置进行实验测量。得到的结果可归纳如下:

(1) 绝大多数 α 粒子经铂箔散射后,只有很小角度的偏转,偏转角小于 2 度。

(2) 有约 1/8000 的 α 粒子,它的散射角大于 90 度。

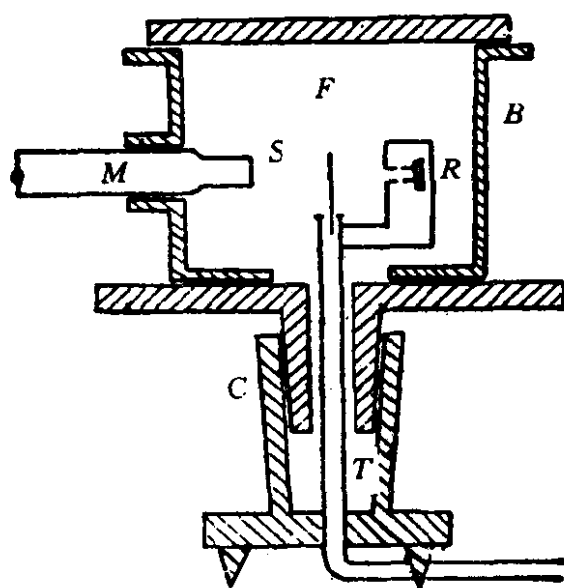


图 1.1.2 α 粒子散射实验装置

R 是 α 放射源, B 是真空容器, F 是铂箔金属条, S 是荧光屏, M 是显微镜

为何会出现这样的实验结果? 用当时在英国被公认的汤姆逊原子模型根本无法解释,因为他认为原子是一个半径为 R 的球,正电荷 Ze 是均匀分布在整個球內的。若不考虑原子内电子的影响, α 粒子在($r < R$)处受到的库仑力为 $F_c = \frac{2Ze^2r}{4\pi\epsilon_0 R^3}$, 即离球心越近所受库仑力越小,因此若在中心附近穿过原子, α 粒子几乎不偏转。而在原子外,因为原子是中性的, α 粒子和原子间几乎没有相相互作用力,但在球面处它受的库仑力为 $F_c = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 R^2}$, 这时受到的作

用力为最大。由运动学的计算,可以得到,即使 α 粒子在球面处也只能发生小角度散射。而且多次小角度散射也不可能引起大角度散射。

例 1.1.1 设入射 α 粒子的能量 5MeV, 散射体为厚 $1\mu\text{m}$ 的铂箔, 用汤姆逊原子模型估计散射 α 粒子的偏转角, 及发生大于 90 度角散射的概率。

解: 设原子的半径 $R \approx 10^{-10}\text{m}$

(1) 计算 α 粒子和原子的单次碰撞

由上文已知 α 粒子只有在原子表面处受到的库仑力最大, 因此它的散射角也最大。

我们对这种情形作估算:

α 粒子穿过原子时, 动量 p 的改变量可近似为

$$\Delta p \approx p\theta$$

θ 为偏转角。根据牛顿定理

$$\Delta p \approx p\theta = F\Delta t$$

其中 Δt 为 α 粒子飞越原子的时间, 可近似为 $\frac{R}{v}$, v 是 α 粒子的速度, 对 5MeV 的 α 粒子可用非相对论运动学处理, 能量 $E = \frac{1}{2}mv^2$, 于是

$$\theta \approx \frac{F\Delta t}{p} = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 Rmv^2} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 RE}$$

铂原子的 $Z=78$, 将数字代入得到 $\theta_1 = 2 \times 10^{-4}$ 弧度 $= 0.01$ 度。

由此可见, 散射角是非常小的。

(2) 在 α 粒子穿过铂箔时会和许多原子碰撞, 实际是一个多次散射过程, 因此最后穿过散射体时的偏转方向是随机的, 它服从统计规律。多次散射后的偏转角的分布应服从高斯分布, 于是 α 粒子散射在 $(\theta, \theta + d\theta)$ 之间的概率为

$$f(\theta)d\theta = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\bar{\theta}^2} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\bar{\theta}^2}\right) d\theta$$

其中 $\bar{\theta}^2$ 是散射角的均方值,由(1)的估算可得单次碰撞的偏转角 θ_1 ,可得多次散射后散射角的均方值

$$\bar{\theta}^2 = N\theta_1^2$$

其中 N 是碰撞次数,若设原子排满在铂箔内,由箔厚可算得

$$N \approx 10^{-6}/10^{-10} = 10^4$$

所以 $\sqrt{\bar{\theta}^2} = 100 \times 0.01^\circ = 1^\circ$ 。可见散射的 α 粒子分布在很小偏转角范围内。

(3) 由上式积分可计算经多次散射后发生大角散射的概率

如 $\theta > 6^\circ$ 的概率小于 2×10^{-8} ,

$\theta > 90^\circ$ 的概率小于 10^{-2000} 。

1.1.3 卢瑟福核式模型

1. 原子的核式模型

对散射实验的结果经过近两年的分析,卢瑟福在1911年提出原子的核式模型:原子中的正电荷集中在原子中心很小的区域内,并且原子的几乎全部质量也集中在这一区域,电子则分布在这一区域外面。这个正电荷部分称为原子核。

当 α 粒子射向原子时,由于 α 粒子质量比电子大得多,它和电子的相互作用几乎对它的运动没有影响,因此可暂不考虑。由于原子中的正电荷是集中在很小的区域内, α 粒子进入原子时,它基本上总是在原子核外,因此受到全部正电荷的作用,然而它与正电荷的距离可以很小。这样正电荷对它的库仑作用力可以很大,因而有可能发生大角度散射。

2. 散射公式

由核式模型可定量地解释散射实验的结果。我们先计算单个靶原子对入射 α 粒子的散射角。设靶原子的质量为 M ,具有正电荷 Ze 。质量为 m ,能量为 E ,带有 $2e$ 正电荷的 α 粒子以速度 v_0 射向靶原子,如图1.1.3的所示。如上所述,由于原子内的电子和

α 粒子的库仑作用所引起的散射角度极小, 所以对大角度散射, 只要考虑 α 粒子和原子核的相互作用。 α 粒子和原子核都可看作是点电荷粒子, 两者间的相互作用力为点电荷间的库仑力。 α 粒子以 v_0 从 ∞ 处射向靶原子, 设 α 粒子入射方向与原子核之间的垂直距离为 b , b 称作瞄准距离或碰撞参数。对由重原子组成的靶, $m \ll M$, 可以假定在散射过程中原子核基本上不运动。我们将坐标原点取在原子核上, α 粒子和原子核间的矢径为 r , 库仑力 F 是有心力, 其作用力沿 r 方向, 在散射过程中作用在 α 粒子上的力矩为零, 因此 α 粒子对原点的角动量守恒。具体计算表明, α 粒子的轨迹是一双曲线。双曲线的两条渐近线的夹角 θ 即散射角。我们只要算出 α 粒子散射到无穷远处其垂直于入射方向上的速度分量 $v_{\perp \infty}$ 即可求得散射角。

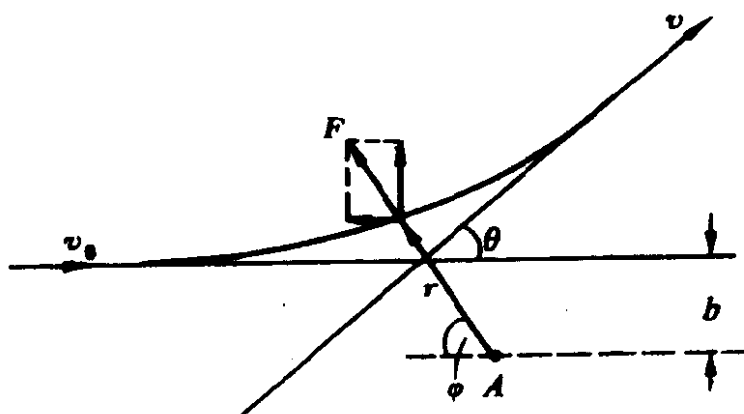


图 1.1.3 α 粒子库仑散射示意图.

已知 α 粒子初速度为 v_0 , 所以动量为 mv_0 , 角动量 $L = mv_0 b$. 在散射过程中原子核对 α 粒子的作用力 F 在垂直方向上的分量

$$F_{\perp} = F \sin \varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2Ze^2}{r^2} \sin \varphi$$

$$F_{\perp} dt = m dv_{\perp}$$

$$dv_{\perp} = \frac{F_{\perp}}{m} dt = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m} \frac{\sin \varphi}{r^2} dt$$