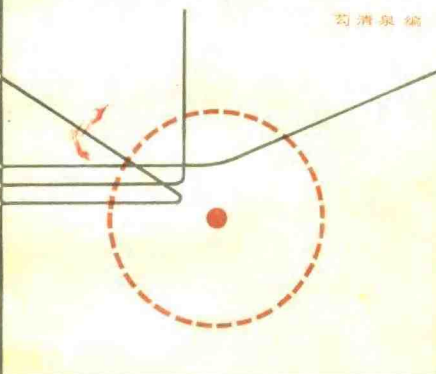


高等学校试用教材

原子物理学

刘清泉 编



高等教育出版社

高等学校试用教材

原子物理学

第三版

苟清泉 编

J4/168121



本书是编者前编《普通物理学(原子物理学部分)》一书的第三版,现改名为《原子物理学》。第三版对第二版作了校正工作并作了一些小的修改和补充。全书共七章,主要内容是:原子结构与原子光谱,量子力学概要,分子结构与分子光谱。

本书可作为综合大学及高等师范学校物理系各专业“普通物理学”课程原子物理学部分的试用教材,也可供高等工业学校的相近专业选用。

本书原由人民教育出版社出版,1983年3月9日,上级同意恢复“高等教育出版社”;本书今后改用高等教育出版社名义继续印行。

高等学校试用教材

原子物理学

(第三版)

苟清泉 编

高等教育出版社出版
新华书店北京发行所发行
北京印刷一厂印装

开本 $850 \times 1168 \frac{1}{32}$ 印张 7.75 字数 180,000
1961年7月第1版 1982年10月第3版 1983年8月第1次印刷
印数 00,001—15,500
书号 13010·0825 定价 0.71 元

第三版序言

本书是1961年7月出版的《普通物理(原子物理学部分)》上册的第三版。第二版是1963年修订、1964年出版的。那次修订时,把原书分成为“原子物理学”与“原子核物理学”两个独立的专册出版。原子物理部分是由我执笔编写和修订的。原子核物理部分是由吴知非同志执笔编写和修订的。

第二版对第六章(量子力学概要)和第七章(分子结构与分子光谱)作了较大的修改和补充。例如,在第六章中,增加了测不准关系式,讨论了经典理论对于微观粒子的应用范围;增加了线性谐振子,以便为下一章讲分子的振动作准备;增加了对势垒的穿透和隧道效应,为以后原子核物理部分中讲 α 蜕变作准备。在第七章中增加了夫兰克-康登原理,并对原有若干节进行修改和补充。现在看起来这些修改和补充自然是需要的,故在这次修订中仍保留下来。

这次修订只作了一些小的修改和补充。订正了一些陈旧的观点,更新了一些数据,勘正了印误,增加了一个附录,介绍国际单位制及用国际单位表示的物理常数表。本书仍采用目前文献中流行的厘米克秒制,如需要使用国际单位表示的数据时,可查附录中所列的表。这次只做小修改的目的是争取尽快出书,以满足当前教学急需。大修订的问题以后再考虑。书中一定还有很多缺点和不妥之处,恳请使用此书的教师和读者多提出宝贵意见和指正,以便于以后修订时加以改正。

苟清泉

1982年9月于吉林大学

目 录

第三版序言

绪论	1
第一章 原子结构初期理论的实验基础	6
§ 1.1. α 粒子的散射实验和原子的核模型(6)	
§ 1.2. 原子光谱的实验规律(20)	
§ 1.3. 夫兰克与赫兹的实验(26)	
第二章 氢原子	30
§ 2.1. 玻尔的基本假设(31)	
§ 2.2. 玻尔的氢原子理论(34)	
§ 2.3. 类氢离子的光谱(43)	
§ 2.4. 由于原子核运动所引起的效应(46)	
§ 2.5. 氢原子的椭圆轨道(53)	
§ 2.6. 空间量子化(60)	
§ 2.7. 原子磁矩与史特恩-盖拉赫实验(66)	
§ 2.8. 正常塞曼效应(69)	
§ 2.9. 索末菲的相对论修正(75)	
§ 2.10. 玻尔的对对应原理(84)	
§ 2.11. 玻尔理论的地位和局限性(89)	
第三章 多电子原子	91
§ 3.1. 碱金属原子结构及其光谱(92)	
§ 3.2. 碱金属光谱的双线结构与电子自旋(107)	
§ 3.3. 电子自旋与轨道运动间相互作用能的计算(116)	
§ 3.4. 氢原子光谱线的精细结构(120)	
§ 3.5. 原子的矢量模型(125)	
§ 3.6. 具有两个价电子的原子底光谱(130)	
§ 3.7. 反常塞曼效应(135)	
第四章 门捷列夫周期系与原子的电子壳层结构	141
§ 4.1. 门捷列夫周期系(141)	
§ 4.2. 泡利原理和电子壳层结构(146)	
§ 4.3. 电子壳层的建造(149)	
第五章 伦琴光谱	158
§ 5.1. 伦琴射线(158)	
§ 5.2. 连续伦琴光谱(161)	
§ 5.3. 线状伦琴光谱(162)	
§ 5.4. 伦琴吸收光谱(167)	
第六章 量子力学概要	168
§ 6.1. 德布罗意的假设(168)	
§ 6.2. 德布罗意假设的实验验证(169)	
§ 6.3. 粒子的波函数与薛定谔方程式(172)	
§ 6.4. 测不准关系和经典理论对于微观粒子的应用范围(176)	
§ 6.5. 粒子在方匣中的运动(180)	
§ 6.6. 对势坎的反射和透入(183)	
§ 6.7. 对势垒的穿透(188)	
§ 6.8. 线性谐振子(192)	
§ 6.9. 量子力学对氢原子问题的处理(195)	
§ 6.10. 氢原子的基态(199)	

第七章 分子结构与分子光谱	202
§ 7.1. 分子的形成(202)	
§ 7.2. 分子光谱的特点(205)	
§ 7.3. 分子的振动光谱(206)	
§ 7.4. 分子的转动光谱(213)	
§ 7.5. 分子的电子振转光谱(218)	
§ 7.6. 分子的高解能(221)	
§ 7.7. 夫兰克-康登原理(223)	
§ 7.8. 分子的电子状态(226)	
§ 7.9. 光的并合散射现象(228)	
§ 7.10. 液体与固体的发光(233)	
附录 国际单位制	237

绪 论

人类对物质结构的认识是经过由粗到细，由宏观到微观的一个逐步的发展过程。经过长期的实践、认识、再实践、再认识，人类才逐步认识到有原子存在及其内部的结构与运动规律。

在古代的希腊和罗马就已萌芽了的原子论，在整个物理学发展史中是一个进步的、与唯物论的科学思潮相适应的理论。在十八世纪的 40 年代，科学家们就发展了物质底原子动力论，证明热现象是由于原子底运动。物理学和化学进一步的发展，证实了物质的结构是不连续的，但不能从这里得出物质是由绝对简单的和不可分割的原子所组成的结论。可是曾有许多科学家认为只用不可分割的原子微粒的结合，就能够说明实际世界底全部多样性，而且认为原子是物质底最后的“本质”。这种观点不是从实验得出的。辩证唯物论断定客观存在着的世界是不可穷尽地多种多样的，而我们关于它的知识永远是近似的，但却逐渐地深化和愈益准确，不但原子是不可穷尽的，电子和其他基本粒子也都是不可穷尽的，二十世纪物理学的发展史完全证实了这个观点。下而，我们简略地说明原子结构理论的发展过程。

在 1897 年前后，科学家们逐渐地确定了电子的各种基本特性，并确立了电子是各种化学元素的原子的共同组成部分。既然一切原子中都有带负电的电子，那么原子中就必然有带正电的物质，这说明原子是一个复杂的带电系统。从实验和理论两方面来研究原子本身的结构、内在的规律性和原子现象的应用等，就形成

了原子物理学的丰富内容,在研究原子结构中首先要解决的问题就是原子中带正电的物质的分布情况。二十世纪初期,对这一问题曾提出了两种不同的假设。

第一种假设是汤姆孙在 1903 年提出的,他假设原子中的正电荷以均匀的体密度分布在一个大小等于整个原子的球体内,而带负电的电子则一粒粒地在球内不同的位置上分布着,并可以分别地以某种频率在各自的平衡位置附近振动,从而发出电磁辐射,辐射的频率就等于电子振动的频率。这个模型和实验的结果相矛盾,所以很快地就被放弃了。

第二种假设是卢瑟福于 1912 年提出的,他假设原子中心是一个重的带正电的核,电子围绕这核转动,与太阳系的构造相似。与整个原子的大小相比,核是很小的。这种模型叫做原子底核模型,是卢瑟福在他所做的著名实验即 α 粒子散射实验的基础上提出来的,同时也和其他实验结果符合,所以很快地就被公认了。

经典的电磁理论是与原子的核模型有矛盾的。因为根据经典电磁理论,绕核旋转的电子有加速度,应当自动地放出辐射能来,放出辐射能时,原子的能量要逐渐地减少,频率也逐渐地改变,因而发射光谱是连续光谱,同时电子因能量的逐渐减少要逐渐地接近原子核而最后和核碰上,因此使原子成为一个不稳定的系统。但事实上原子是稳定的,原子所发射的光谱是线状的而不是连续的。这些事实说明了从研究宏观现象而确立的经典理论,不能适用于原子中的微观过程,因而就需要进一步分析原子现象,探索原子内部的规律性,并建立适合于微观过程的原子理论。

原子的发光现象是与原子内部结构有密切联系的,因此为了要探索原子内部的规律性,也必须对光的本性有进一步的了解。经

典的电磁波理论能够很好地解释反射、干涉……等光在传播过程中所表现的现象,但在受热物体的发光现象——热辐射——中,经典理论就遇到了困难,不能解释全部实验结果。为了解决这个问题,德国物理学家普朗克于1900年提出了量子假说,他假设受热物体中振动的带电粒子所可能具有的能量不是连续的,而是某一最小量值的整数倍,带电粒子所放出的或吸收的能量也仅是这最小能量的整数倍。这个假说很成功地说明了热辐射现象。

当紫外光这一类波长较短的光线照射在金属表面上时,金属中有电子逸出来,这现象称为光电效应。经典的理论更不能解释这种现象。为了解决这个问题,爱因斯坦于1905年提出了光子的假设,他假设光是由一颗一颗具有一定质量、能量和动量的粒子所组成的粒子流,这种粒子称为光子。这个假设能够很好地解释光电效应,使量子论又向前推进了一步。

原子所发射的线光谱和原子内部结构的关系问题也是经典理论无法解答的。1913年,丹麦物理学家玻尔(N. Bohr)在卢瑟福所提出的核模型的基础上,发展了量子概念,提出了有关原子结构的假设。他假设原子所可能具有的能量形成不连续的能级,当原子的能级发生跃迁时,就发射出一定频率的光。玻尔的假设能够说明氢原子光谱等某些原子现象,是相当成功的;但对原子问题作进一步的研究时,也显示出这理论有很大的缺点。

1924年德布罗意(De Broglie)提出了粒子的波动性的假设后,1926年薛定谔(Schrödinger)和其他学者在这新的基础上建立起了量子力学,能很好地解释原子和分子现象,使原子与分子物理有了很大的发展。但这并不是说量子力学已经很完善地解决了原子与分子物理问题,还有大量工作要我们去作,还需要不断地发

展实验技术,更进一步地去认识原子与分子现象。

原子与分子物理学是研究原子与分子的结构、运动规律以及相互作用的科学。主要研究内容有: 1. 原子与分子的电子结构; 2. 原子与分子光谱; 3. 原子与分子的碰撞过程和相互作用。原子与分子物理是一门很重要的学科, 它的发展对物理学和其他基础学科与应用学科的研究和发展, 起着很大的推动作用, 并产生了一些新学科和新技术。很多重要的基础学科与技术学科也都要以原子与分子物理学为基础。例如: 天体物理、空间物理、量子化学、分子生物学、激光技术、物理力学、核爆炸试验分析、热核反应试验分析, 再如大气物理的研究及新材料的设计等都要用到原子与分子的基本理论知识和基本数据, 并不断向原子与分子物理学提出新的问题, 要求进行新的理论探讨, 建立新的理论计算方法和实验方法。所以, 研究和发展原子与分子物理学不仅对发展物理学本身很重要, 而且对发展其他相邻的基础学科和现代科学技术及新材料的合成, 也是很重要的。因此, 研究和发展这门学科, 具有十分重要的理论意义和实际意义, 我们应当重视和加强这方面的研究和应用, 使它在实现我国四个现代化中发挥应有的作用。

原子与分子物理目前已有很大发展, 内容很丰富。由于本书只是一本入门的基础课教材主要讲解原子物理的基本内容, 附带扼要地讲到分子结构与分子光谱, 不可能对原子与分子物理进行全面和深入的介绍。欲对这门学科进行深入学习, 必须参考和阅读这方面的专门书刊。对初学的人, 可参考下列书籍:

史包尔斯基, 原子物理学, 第一卷、第二卷。

赫兹堡, 原子光谱与原子结构。

斯莱特, 原子结构的量子理论, 第一卷、第二卷。

G. Herzberg, *Molecular Spectra and Molecular Structure*
I. Spectra of Diatomic Molecules.

G. Herzberg, *Molecular Spectra and Molecular Structure*
II. Infrared and Raman Spectra of Polyatomic Molecules.

第一章 原子結構初期理論的實驗基礎

二十世紀初，經過相當長時期的探索後，對原子本身的結構和原子的內部規律才得到比較清楚的了解。本章中將介紹一些對探索原子內部結構和建立原子結構理論起直接作用的基本實驗和實驗規律。盧瑟福的原子的核模型和玻爾的原子結構理論就是在這些實驗的基礎上建立起來的。

§ 1.1. α 粒子的散射實驗和原子的核模型

緒論中曾指出，在二十世紀初期曾提出兩種不同的原子結構模型，一種是 1903 年湯姆孫提出的，他假設原子中的正電荷以均勻體密度分布在一個大小等於整個原子的球體內，而電子則一粒粒地分布在這球內的不同位置上。另一種是 1912 年盧瑟福提出的，他假設原子內部的正電荷聯繫着大的質量而集中在很小的中心體積內（即原子核），帶負電的電子則分布在與原子大小同數量級的封閉軌道上，繞核旋轉，像行星系一樣，對於中性原子，則所有電子所帶負電荷之和等於原子中心的正電荷。由於這個模型假設原子具有一個很小的帶正電荷的核心存在，故稱為原子的核

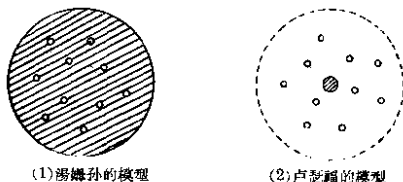


圖 1.1. 原子結構模型的示意圖，圖中小圓圈代表電子，斜綫處代表正電荷的分布。

模型。

上面提出的两种模型,究竟哪一种正确,曾由 α 粒子的散射实验来检验。汤姆孙的模型和实验结果相矛盾,所以很快就被放弃了。显然这个模型带有人为的性质,因为在这模型中给与正电荷与负电荷以不同的性质:负电荷以单个的微粒(电子)存在,而正电荷则在甚大的体积内以均匀的体密度分布着。卢瑟福的原子的核模型就是在 α 粒子的散射实验的基础上提出来的,由这个模型出发所作的 α 粒子散射理论与实验结果符合得很好,所以这个模型很快地就被公认了。我们就要在下面叙述 α 粒子的散射实验。

α 粒子的散射实验是用下列原则设计出来的:用高能的 α 粒子去碰撞原子,使与原子发生相互作用并引起可以观察到的散射现象。分析和概括这些观察到的散射现象,可以逐步探索原子内部的结构,从而检验上面所述的原子模型是否正确。在这种实验中用的 α 粒子是从放射性元素中发射出来的原子量为4而带有双倍正的元电荷 $+2e$ 的氦离子,这样放射出来的 α 粒子速度高(达光速的 $1/15$),且其质量也较大,约为电子质量的7400倍,因而具有很高的能量。用这样的 α 粒子所组成的平行射线注通过很薄的金属箔(金,银或铜等)后,发生散射现象,即一些 α 粒子改变了原来的运动方向而偏转一个角度。 α 粒子的散射情况可用闪烁法直接观察,其原理是当单个的 α 粒子碰撞荧光屏时,能够使荧光屏发出光亮的闪光,用放大镜就可观察到这种闪光。 α 粒子通过金属箔后发生偏转的现象,可以设想是由于高能 α 粒子深入到金属箔中的原子内部后与其中的正电荷或负电荷相互作用所引起的。由于 α 粒子的质量比电子的质量大很多倍,电子作用于 α 粒子上的力不能显著地改变 α 粒子的运动方向。所以 α 粒子的散射可以看作是由于受到原子内部的正电荷的斥力所产生的。 α 粒子的散射情况应当与原子内正电荷的分布情况有关系,故研究 α 粒子的散

射情况可以探索原子内正电荷的分布情况。

α 粒子散射实验的装置可用示意图 1.2 表示。图中 R 为一放

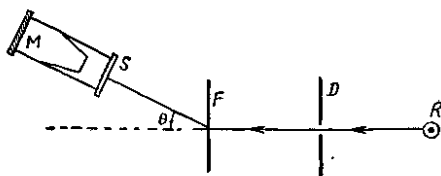


图 1.2. α 粒子散射实验的示意图。

有少量放射性元素镭 C(RaC)的放射源,由其中放出的 α 粒子经过栅栏组 D 后,成为一束狭窄的均匀的 α 射线,通过金属箔叶 F 后,由于各 α 粒子曾受金属箔中原子的不同影响,将沿着不同的方向散射。荧光屏 S 及放大镜 M 可以沿着以 F 为中心的圆弧上移动。当 S 和 M 对准某一方向时,通过 F 而在这个方向散射的 α 粒子就射到 S 上而产生闪光,用放大镜 M 观察闪光,就可把单位时间内在这个方向散射的 α 粒子数记录下来。用这种方法就可以研究 α 粒子通过金属箔叶后按不同的散射角 θ 的分布情况。为了避免空气分子对散射的影响, α 粒子的散射必须在真空中进行,故图 1.2 所示的仪器除放大镜外都应放在真空室内。

盖革(Geiger)与马斯敦(Marsden)在 1909 年按照上述的实验方法发现大多数的 α 粒子经过金属箔叶后偏转的角度是不大的;但有少数 α 粒子偏转的角度却很大,约有 8000 分之一的 α 粒子的散射角度超过 90° 以上,有的几乎达到 180° 即和入射时相反的方向散射。

为什么 α 粒子会发生大角度的散射? 这与原子中正电荷的分布情况有密切关系。如果采用汤姆孙的原子模型,即假设原子的正电荷均匀地分布在整个原子中,它的半径的数量级为 10^{-8} 厘米,

则由计算可知, α 粒子通过原子时不会发生实验中所观察到的大角度散射, 汤姆孙的原子模型因此就被放弃了。只有原子的正电荷集中在很小的体积的情形下, 排斥力才会大到使 α 粒子发生大角度的散射, 卢瑟福就是根据这种情况提出了原子的核模型的。 α 粒子在两种不同的原子模型中散射的情况, 可用示意图 1.3 表示。

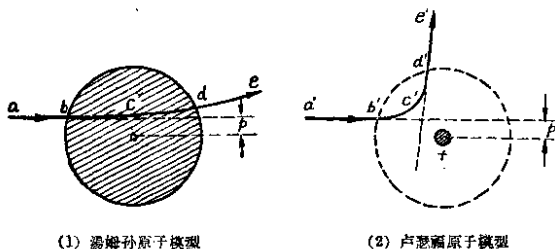


图 1.3. α 粒子在两种原子模型中散射情况的比较。

在图中所示的两种情形中, 投射情况一样, 即投射方向与原子中心的最短距离均为 p , 称为“瞄准”距离; 在 α 粒子尚未进入原子内的一段过程中, 即 ab 及 $a'b'$, 在两种模型下所受的斥力都一样, 但在进入原子内部后, 在两种模型下所受的斥力就大不一样了。在汤姆孙模型的情况下, α 粒子进入原子后所受的斥力愈来愈小, 如图 1.4 所示, 当 α 粒子进入原子内离中心 r 远时所受的斥力是包含在半径为 r 的球体内的正电荷所给与的; 设原子的半径为 a , 所含的正电荷为 Ze , Z 为一整数, 则正电荷的体密度为 $\rho = Ze / \frac{4}{3}\pi a^3$, 故包含在半径

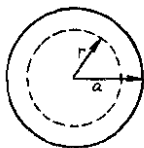


图 1.4.

为 r 的球体内的正电荷为 $Q = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho = Zr^3/a^3$, α 粒子所带的正电荷为 $2e$, 当 α 粒子在原子内离中心 r 远处时所受的斥力为 $F_1 =$

$=2eQ/r^2=2Ze^2r/a^3$, 由此可知, 当 α 粒子离中心愈近时所受的斥力愈小; 当其对准中心通过时, r 为零, 所受的斥力为零。在卢瑟福模型的情况下, α 粒子进入原子后所受的斥力愈来愈大, 与在汤姆孙模型中的情况相反, 因为这时排斥 α 粒子的正电荷 Ze 全集中在原子的中心固定不变, 当 α 粒子离中心的距离为 r 时, 所受的斥力为 $F_2=2e \cdot Ze/r^2=2Ze^2/r^2$, 故 α 粒子逐步接近中心时所受的斥力, 按距离的平方反比律随距离的减少而一直增大, 可以大到使 α 粒子偏转很大的角度。在原子内离中心相同的距离 r 上, 在卢瑟福模型中所受的斥力 F_2 要比在汤姆孙模型中所受的斥力 F_1 大 $F_2/F_1=a^3/r^3$ 倍, 愈接近中心时, 在两种情形中所受的斥力相差愈大。根据以上的分析显然可见, 在汤姆孙模型的情形下 α 粒子不能产生大角度的散射, 而在卢瑟福的情形下可以产生大角度的散射。

在原子的核模型的基础上, 卢瑟福曾提出了下述的 α 粒子散射的定量理论, 以便可与实验结果作定量的比较, 从而可以进一步检验这个模型与散射理论。

在原子的核模型中 α 粒子的散射轨道如图 1.5 所示。由于电

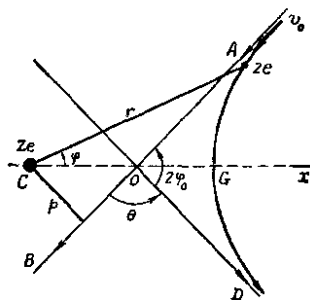


图 1.5. 在原子的核模型中 α 粒子散射时的轨道。

子的质量很小,对 α 粒子的作用很小,可以略去不计。所以,当 α 粒子接近原子核时,可以当作只是有两个带正电的点电荷(α 粒子与原子核)相互以静电斥力作用,而且假设服从库仑定律。已知 α 粒子的电荷为 $2e$,若原子核的电荷为 Ze (Z 为一整数),当两者相距 r 时,相互排斥的作用力为

$$F = \frac{2Ze^2}{r^2}.$$

若原子核的质量比 α 粒子的大很多,则可以把前者看作是静止不动的。由于 α 粒子受原子核的斥力,它将偏转,而沿一双曲线的一支运动,原子核处在其外焦点处。当 α 粒子离开原子核时将沿 OD 方向运动,与其原来射入时的方向 AB 成 θ 的角度,如图 1.5 所示。我们可以算出 α 粒子的散射角度 θ 与粒子投射时的能量和瞄准距离 p 之间的关系。

设 α 粒子的质量为 M , 投射时以速度 v_0 沿 AB 方向向原子核投射,当接近原子核 C 时,受有斥力 F 的作用,在距核为 r 处速度改变为 v , 根据能量守恒与动量矩守恒定律,我们有:

$$\frac{1}{2}Mv_0^2 = \frac{1}{2}Mv^2 + \frac{2Ze^2}{r}, \quad (1.1)$$

$$Mv_0p = M\left(r\frac{d\varphi}{dt}\right)r. \quad (1.2)$$

将公式(1.1)中的 v^2 用极坐标表示,则得:

$$v_0^2 = \left[\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \left(r\frac{d\varphi}{dt}\right)^2\right] + \frac{4Ze^2}{Mr}, \quad (1.3)$$

由(1.2)式得

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{pv_0}{r^2}, \quad (1.4)$$

且

$$\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dt} = \frac{pv_0}{r^2} \frac{dr}{d\varphi}. \quad (1.5)$$