

普通物理自学丛书

原子物理学基础

山东人民出版社

普通物理自学丛书

原子物理学基础

张 恽 慈
俞 雪 珍 编 写

山东人民出版社

一九八〇年·济南

普通物理自学丛书

原子物理学基础

张恽慈 俞雪珍 编写

*

山东人民出版社出版

山东省新华书店发行

山东新华印刷厂潍坊厂印刷

*

787×1092 毫米 32 开本 12.75 印张 243 千字

1980 年 9 月第 1 版 1980 年 9 月第 1 次印刷

印数: 1—3,000

书号 7099·953 定价 1.10 元

前 言

为提高我省中学教师的物理知识水平,适应国民经济发展的需要,今特组织了我系部分教师编写了这套《普通物理自学丛书》。全书共分五册:力学基础、分子物理学基础、电学基础、光学基础和原子物理学基础。我们期望具有高中文化水平的读者,系统地学习这套书后,能达到大学专科的水平。

在编写过程中,我们力求在中学物理的基础上,系统地阐述基本概念、基本原理,并通过对典型例题的分析,加深理解。书中每章都附有小结和适量的思考题、习题;书后附有答案,以供复习巩固之用。

这套《丛书》除供中学教师自学,或作教师进修教材外,还可供高等院校理科学生学习普通物理时参考和知识青年阅读。

在这本《原子物理学基础》中,我们除对玻尔理论只作了结论性的简要介绍,未从原始的假设出发作详细的论述外;较详细地介绍了量子力学基础、统计物理的基本原理、电子显微镜和光谱分析的基本原理等,以便读者对近代物理学的一些领域有广泛的了解,有利于中学物理教学。

本书初稿承蒙山东大学王承瑞教授和有关教师审阅,特此致谢。

山东师范学院物理系

1980年6月

目 录

第一章 玻尔理论简述

第一节	原子的有核模型	1
第二节	原子光谱	8
第三节	氢原子光谱的实验规律	11
第四节	氢原子的玻尔理论	16
第五节	玻尔理论的推广	32
第六节	光谱分析	42
本章小结		52
思考题		54
习题		55

第二章 量子力学基础

第一节	德布罗意假设	57
第二节	电子显微镜	63
第三节	测不准关系	73
第四节	波函数	81
第五节	薛定格方程	90
第六节	在一维无限深势阱中运动的粒子	97
第七节	氢原子	104
第八节	氢原子的能级和核外电子几率分布	116
本章小结		129

思考题	131
习题	133

第三章 原子结构

第一节 碱金属	135
第二节 正常蔡曼效应	144
第三节 电子自旋	149
第四节 元素周期表与原子的壳层结构	157
第五节 伦琴射线	176
本章小结	185
思考题	187

第四章 分子及分子光谱

第一节 化学键	189
第二节 分子光谱概述	193
第三节 双原子分子的转动光谱	196
第四节 双原子分子的振动—转动光谱	200
第五节 双原子分子的电子—振动—转动光谱	208
本章小结	212
思考题	214
习题	214

第五章 统计物理大意

第一节 统计规律性	216
第二节 玻耳兹曼能量分布律	218
第三节 量子统计	227

第四节	辐射的统计理论	238
第五节	固体的能带	241
本章小结		244

第六章 激光简介

第一节	激光的特性	247
第二节	产生激光的基本原理	248
第三节	激光的一些应用	257
本章小结		266

第七章 原子核物理基础

第一节	原子核的基本特性	268
第二节	质量和能量	273
第三节	结合能	276
第四节	核力的基本特性	282
第五节	原子核的放射性衰变	283
第六节	放射性粒子的探测方法	296
第七节	加速器	301
第八节	α 衰变	305
第九节	β 衰变	312
第十节	γ 衰变	319
第十一节	核反应	321
第十二节	裂变反应	325
第十三节	链式反应	329
第十四节	聚变反应	333
第十五节	原子能的应用	338

第十六节 放射性同位素和射线的应用347

本章小结350

思考题352

习题352

第八章 基本粒子简介

第一节 基本粒子的特性354

第二节 基本粒子的相互作用和分类356

第三节 基本粒子强相互作用的一般规律360

第四节 强子结构368

本章小结371

习题提示和答案372

附录 I 一些基本常数375

附录 II 拉普拉斯算符在球坐标中的表达式377

附录 III 史斗林公式381

附录 IV 同位素的质量、结合能、磁矩、自旋、
辐射类型、半衰期.....382

第一章 玻尔理论简述

玻尔(Bohr)理论是本世纪初建立起来的。尽管现在看来这个理论已较为陈旧，但它为原子物理学理论的发展开创了道路。因为玻尔理论比较直观，我们现在仍然常采用它来定性地解释一些原子现象。本章将对玻尔理论及其推广作一扼要的介绍。

第一节 原子的有核模型

物质是由什么组成的？这个问题长期以来一直是人们注意和研究的中心。我们早已知道物质是由分子组成，而分子是由原子所组成。但是，原子又是由什么组成的呢？在很长一段时间里，不少人一直把原子看成是组成物质的最小单元，它无论如何也不能再分了。直到八十多年前发现了原子中还有质量比原子小得多的电子时，才彻底推翻了这种形而上学的错误观点。伟大导师列宁指出：“物质的‘本质’或‘实体’也是相对的，它只表现为对客体的认识的深化，如果这个深化在昨天还没有超过原子，在今天还没有超过电子……那么，辩证唯物主义坚持着人类的日益进步的科学，在认识自然上的这一切里程碑的、暂时的、相对的、近似的性质。”这种物质无限可分的观点是我们研究物质结构的指导思想。

电子是原子的组成部分，这一点已经被金属导电、电解

质导电、热电子发射等许多实验所证实。通过各种实验人们还测得：

(一)电子的质量 $m_e = 9.1095 \times 10^{-31}$ 千克。这个数值是很小的，只有氢原子质量的 $\frac{1}{1837}$ ；

(二)电子是带负电的，它的电量

$$e = 1.6022 \times 10^{-19} \text{ 库仑}.$$

由此，我们可以推想出：在原子中除电子外，它的其余部分的一些性质。正常原子呈电中性，那末原子的其余部分一定是带正电的物质。而且它带的电量和原子内所有电子的总电量相等。由于电子很轻，而且原子内的电子总数并不很多（最多也不过是一百多个），因而那部分带正电的物质应当比电子重得多，甚至几乎和原子差不多重。那么，这部分带正电的物质在原子内是怎样分布的呢？

原子极小（其半径的数量级约为 10^{-10} 米），直到现在我们还无法直接观察到它。为了探索原子内部的结构，人们经常利用具有很高能量的微观粒子作为“炮弹”去轰击原子，使它与原子发生相互作用而引起某些我们可以观察到的现象。通过对这些现象的分析，就可以对原子内部的结构有所了解。这是近代研究微观世界的一种很重要的方法。1911年英国物理学家卢瑟福（Rutherford）所做的 α 粒子散射实验，就首先采用了这种方法。

α 粒子是带正电的粒子，其电荷为 $+2e$ ，质量约为电子质量的 7400 倍。卢瑟福实验中所用的 α 粒子是从某种放射性物质中发射出来的。它的速度极高，约为光速的 $\frac{1}{15}$ ，因此具

有很高的能量。

α 粒子散射实验装置如图 1.1 所示。从放射性元素 R 发射出来的 α 粒子经过栅栏组 D （挖有小孔的铅板）后，成为一束较为狭窄而均匀的 α 射线。当它通过金属箔 F 后由于受到金属箔中原子的不同作用，将向不同方向散射。 M 是显微镜，在它前面装有荧光屏 S 。我们通过显微镜就可进行观察。如果有一个 α 粒子打在荧光屏上，就会产生一次闪光。这样，当 S 和 M 对准某一方向（散射角为 θ ）时，通过观测闪光次数记下在单位时间内沿这个方向散射的 α 粒子数，就得出 α 粒子通过金属箔后的散射情况。为了研究 α 粒子在不同散射角分布的情况，我们把 S 和 M 设计成可沿着以 O 为中心的圆弧移动的装置。那么不论使显微镜和荧光屏处在什么位置上，都能够观察闪光。实验时，整个实验装置除显微镜外，都在真空室内，这样可避免由于空气分子的影响而产生附加的散射。

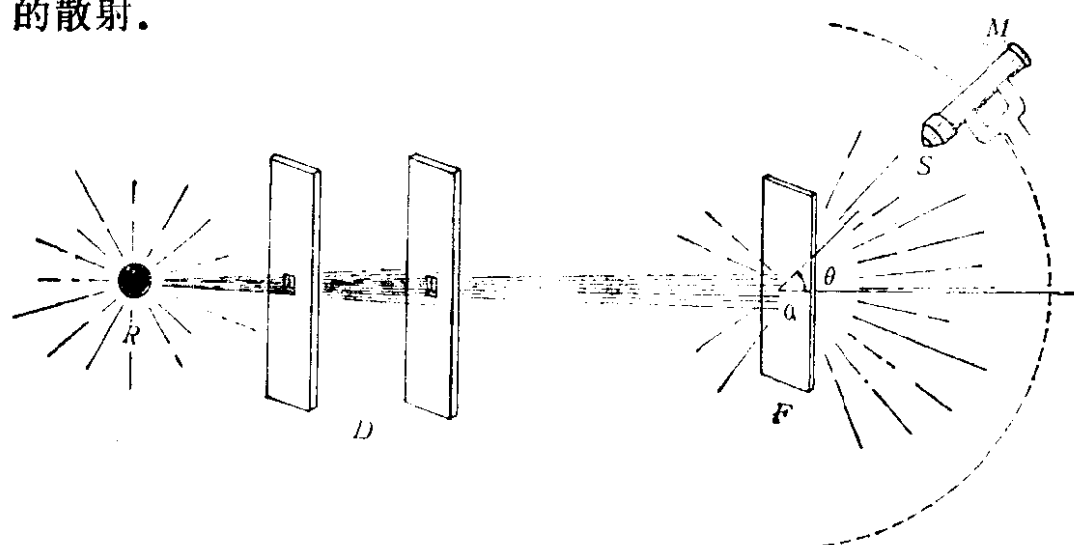


图 1.1

实验结果发现， α 粒子散射的情况如图 1.2 所示：大多数 α 粒子仍旧和没有金属箔一样，沿原来方向（ $\theta = 0^\circ$ ）前进；

但是也有一些 α 粒子偏转了，其中有少数 α 粒子偏转的角度很大，约有 $\frac{1}{8000}$ 的 α 粒子散射角 $\theta > 90^\circ$ ；还有极少数 α 粒子的散射角几乎达到 180° ，好象碰到很硬的东西一样，竟被弹了回去。

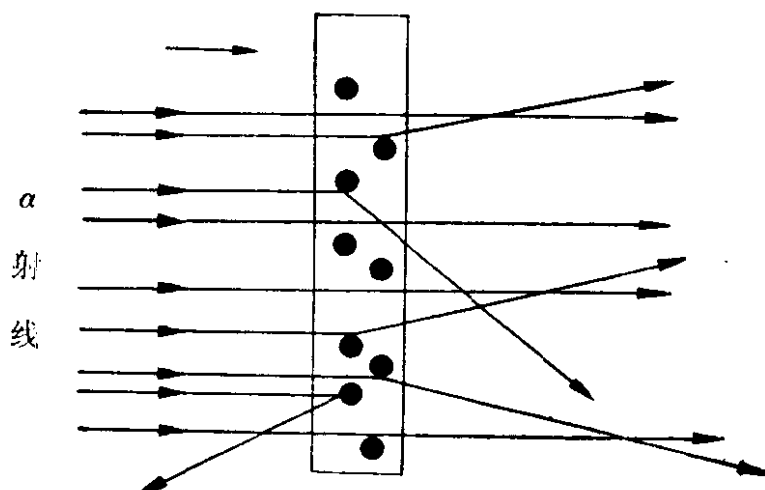


图 1·2

应该怎样来解释 α 粒子通过金属箔后所发生的散射现象呢？

首先， α 射线中有一些粒子之所以产生偏转，决不是由于它们和原子内的电子相互作用而引起的。因为 α 粒子的质量比电子大七千多倍，电子对 α 粒子的引力不可能使它发生显著的偏转。因而， α 粒子的散射只能是由于它们受到原子中带正电的物质的排斥而引起的。

少数 α 粒子的散射角很大，显然这与原子中正电荷的分布情况有密切关系。设想有一个 α 粒子逐步接近金属箔的原子甚至进入了该原子内，如果这个 α 粒子的散射角很大，那么它所受到的排斥力一定有这样的特点：随着 α 粒子距原子的中心愈近，它所受到的排斥力愈大。根据以上的分析，那就只能假设原子内的正电荷全部集中在一个很小的体积内并

处于原子的中心。因为在这种情况下它对 α 粒子的排斥力就可以看成是两个点电荷之间的库仑力，这样计算的力的确具有上述的特点。我们把这个“小”而“重”的带正电的物质叫做“原子核”。

根据这一假设， α 粒子的散射实验就能得到很满意的解释。如果金属原子的原子核所带电量为 q 库仑，而 α 粒子的电量我们已经知道是 $+2e$ ，那么它们之间的库仑排斥力

$$F = \frac{2qe}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (1-1)$$

式中 ϵ_0 是真空中介电常数， $\epsilon_0 = 8.8542 \times 10^{-12}$ 法拉/米，或 $4\pi\epsilon_0 = \frac{1}{9 \times 10^9}$ 法拉/米； r (米) 为 α 粒子与原子核之间的距离。由于金属原子的质量比 α 粒子大很多（例如金原子的质量约为 α 粒子的 49 倍），因此我们可以近似地认为金属原子核不动，而 α 粒子在它的附近通过（见图 1.3）。如果 α 粒子在穿过金属箔时距各原子核都很远，那么排斥力 F 的影响可以略去不计，于是 α 粒子就不会发生偏转，仍然沿直线前进，这就是散射角 $\theta = 0^\circ$ 的情况。由于原子与原子间距离很

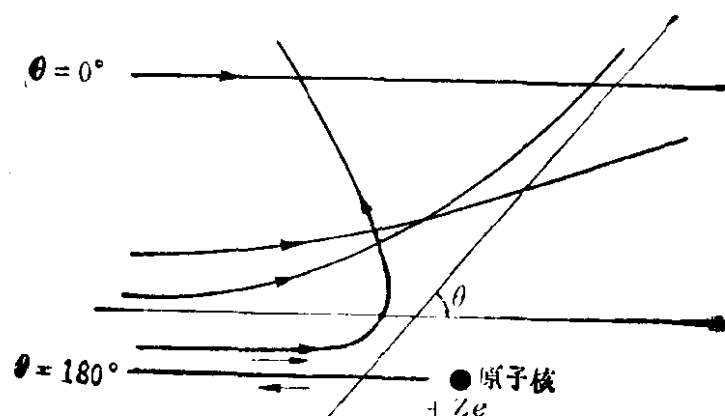


图 1.3

大，再加上每个原子内也非常“空旷”，所以大多数 α 粒子的散射角 $\theta = 0^\circ$ 。有一些 α 粒子在穿过金属箔时离原子核较近，那么在排斥力的作用下就会产生一定程度的偏转，形成了散射角 θ 。还有极少数 α 粒子与原子核相距很近，因而产生大角度散射。至于 $\theta = 180^\circ$ 的情况一般是罕见的。因为，这时 α 粒子的运动方向恰巧正对着一个原子核，当 α 粒子靠近它时，在排斥力 F 的作用下逐渐减速，直至速度为零，然后又向反方向加速，沿原路返回。

当然，上述的分析是把问题简化了，我们只考虑了 α 粒子被一次散射的情况。事实上，即使金属箔很薄，也不可能只有一层原子， α 粒子穿过金属箔时有可能多次被散射。关于这方面的定量计算，我们就不详述了。

显然，原子核的电量 q 与 α 粒子的散射角之间有密切的关系。 q 愈大，排斥力就愈大， α 粒子的散射角 θ 也就愈大。通过实验，我们可以计算原子核的电量 q 。用铜、银、金等金属箔分别进行实验，结果发现了一个很重要的事实：各种元素的原子核所带的电量，都是电子电量的整数倍，即

$$q = Ze,$$

而且这个整数 Z 恰好等于该元素的原子序数。通常我们也把 Z 称为核电荷数

根据上述散射理论，我们还可估计出原子核的大小。为此，还须计算 α 粒子可能达到的离原子核中心的最短距离。如果有一个初速度为 v_0 的 α 粒子，它通过原子时的散射角 $\theta = 180^\circ$ ，在这种情况下， α 粒子才有可能最接近原子核。当这个 α 粒子逐步接近原子核时，由于它的动能逐渐转变成了电势能，因而其速度将逐渐减小，直到 α 粒子到达某点 P 时，

它的瞬时速度减小到零(见图 1·4)。这时 P 点离原子核中心的距离 R 就是该 α 粒子所能达到的最短距离。设 α 粒子的质量为 M ，原子核的电荷数为 Z ，当 α 粒子到达 P 点的那一瞬间，它的动能全部转换成了电势能，根据能量守恒定律

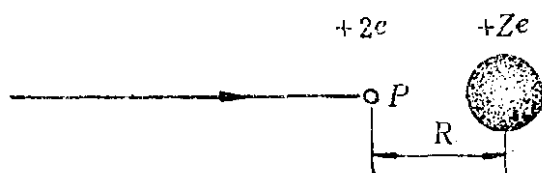


图 1·4

有

$$\frac{1}{2} M v_0^2 = \frac{2e \cdot Ze}{R}, \quad (1-2)$$

即

$$R = \frac{4Ze^2}{M v_0^2}. \quad (1-3)$$

知道了 v_0 和 Z ，就可以计算出 R 。这一计算是建立在 α 粒子与原子核间的排斥力服从于库仑定律的基础上的。显然，如果 α 粒子的初速度 v_0 愈大，它可以达到的离原子核的最短距离 R 就愈小。选用极快速的 α 粒子，并对各种金属箔进行实验，结果表明 R 的数量级在 10^{-14} 米以下。这与由其它实验测得原子核半径的数量级为 $10^{-14} \sim 10^{-15}$ 米的结果是相符合的。我们知道，原子半径的数量级是 10^{-10} 米，可见原子核的确是很小的，它只占整个原子体积的亿万分之一。

卢瑟福在分析了 α 粒子散射实验的基础上，于 1912 年提出了著名的原子有核模型的假设：一切原子都是由一个原子核和核外电子所组成，原子核半径的数量级虽然只有 $10^{-14} \sim 10^{-15}$ 米，但它却集中了几乎全部原子的质量，原子核带正电，原子序数为 Z 的元素的原子核带 $+Ze$ 的电量，在正常情况下，核外有 Z 个电子在核的周围运动。

卢瑟福的原子有核模型不仅成功地解释了 α 粒子散射实

验，而且也被以后其他实验所进一步证实。这一模型第一次成功地揭示了原子内部的结构，但它仍然是很粗糙的，因为：(1)它没有说明核外电子究竟如何分布？这些电子是按照什么规律运动的？(2)它也没有进一步说明原子核内部的结构。上述第一个问题属于原子物理学，我们将在本书的前半部分加以介绍。第二个问题则属于原子核物理学，在本书的后半部分再作讲述。

第二节 原子光谱

为了探索原子内部的结构，除上节介绍的高能粒子被原子散射的方法外，对各元素的原子光谱进行分析也是一种极为重要的手段。

我们知道，当一束光通过棱镜时，由于两次折射，棱镜使这一束光线改变了前进的方向。偏向角 δ 的大小与棱镜材料的折射率 n 有关(见图1·5)。但是，折射率 n 的大小又是随入射光的波长 λ 的不同而改变的。因此，如果入射光中含有 λ_1 、 λ_2 、 λ_3 …等各种不同波长的光，那么它们通过棱镜后的偏向角 δ 将各不相同，这就是棱镜的分光作用。这种不同波长的光被分开的现象称为光的色散。在正常色散的情况下， λ 愈小，则 n 愈大，产生的偏向角 δ 也愈大。假设 $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3 \cdots$ ，那么色散后不同波长的光将按照它们波长的长短排列开来，这就叫做光谱。利用棱镜的分光作用^①，我们就可以获得各种光源的光谱。

① 常用的分光元件，除棱镜外还有光栅。

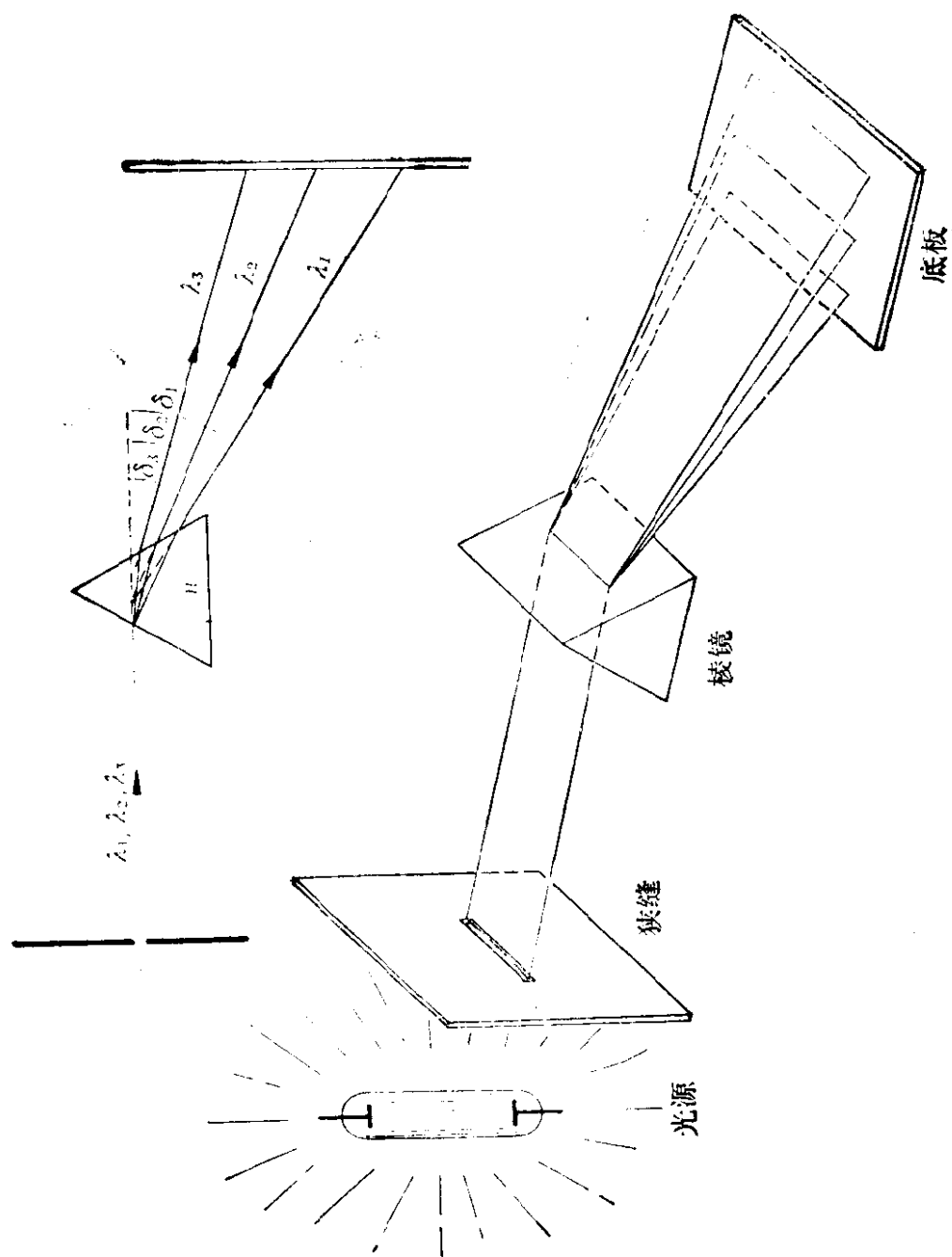


图 1·5