

普通高等教育“十五”国家级规划教材

辐 射 物 理

丁富荣 班 勇 夏宗璜 编著



北京大学出版社
PEKING UNIVERSITY PRESS

图书在版编目(CIP)数据

辐射物理/丁富荣,班勇,夏宗璜编著. —北京:北京大学出版社,2004. 10
ISBN 7-301-07913-3

I. 辐… II. ①丁… ②班… ③夏… III. 核物理学 IV. O571

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2004)第 095146 号

书 名: 辐射物理

著作责任者: 丁富荣 班 勇 夏宗璜 编著

责 任 编 辑: 顾卫宇

标 准 书 号: ISBN 7-301-07913-3/O · 0617

出 版 发 行: 北京大学出版社

地 址: 北京市海淀区中关村北京大学校内 100871

网 址: <http://cbs.pku.edu.cn>

电 话: 邮购部 62752015 发行部 62750672 编辑部 62752021

电 子 信 箱: zpup@pup.pku.edu.cn

排 版 者: 北京高新特打字服务社 51736661

印 刷 者:

经 销 者: 新华书店

787 毫米×1092 毫米 16 开本 16.5 印张 370 千字

2004 年 10 月第 1 版 2004 年 10 月第 1 次印刷

定 价: 24.00 元

未经许可,不得以任何方式复制或抄袭本书之部分或全部内容。

版权所有,翻版必究

前 言

从 1895 年伦琴发现 X 射线开始,特别是 100 多年前放射性的发现,物质结构的更深层次被逐步揭示,并导致了一场现代物理学革命,为科学家们打开了一个更深入更广阔的研究领域,对认识宇宙,促进人类知识的发展起着巨大的推动作用。随着对射线与物质相互作用规律的认识的不断深入,原子能、放射性及相关核技术的应用广泛地影响着人类的生存和发展。

《辐射物理》是一门基于辐射探测和核技术应用的方法课。课程主要讲授辐射与物质的相互作用,辐射测量中数据的统计误差分析,辐射的探测原理和测量方法,常用加速器离子束分析技术和其他一些相关核技术。课程中力求基础知识简明扼要,注重辐射探测方法和核技术在其他学科研究中的应用。

随着现代科学的发展,许多学科在不同层次上相互交叉,相互结合和相互渗透。这种交叉不仅是理论上的渗透,而且在实验技术上也相互利用。辐射探测方法和核技术的应用已经延伸到核物理以外的许多领域,特别是加速器离子束技术在凝聚态物理、材料科学、半导体材料、超导材料、光学材料等学科的研究中有着独特的不可替代的优异性能。纵观世界发达国家,采用跨学科先进技术从事科学研究已经成为一种趋势。传统方法难以解决的问题,若采用其他学科的技术和方法来解决则有可能易如反掌。多掌握一种实验技术,就多一种思考方法,研究工作就会多一点成功。

本课程适用于从事实验核物理与核技术应用,从事凝聚态物理、材料科学、半导体材料、超导材料、光学材料、生物、化学、考古、地质、环境保护、医学医药等学科学习与研究的本科生、研究生、博士生、教师和研究人員。

本书的第二、三、七、八、九、十章和附录由丁富荣编写,第一、四、五和六章由班勇编写,第十一、十二和十三章由夏宗璜编写。

由于编者学识有限,书中缺点和错误在所难免,敬请读者指正。

编 者

2004 年 3 月于北京大学

目 录

第一章 射线与物质的相互作用	(1)
1.1 概述	(1)
1.2 带电粒子与物质的相互作用	(5)
1.3 γ 射线与物质的相互作用	(22)
习题	(36)
第二章 放射性测量中的误差处理	(39)
2.1 放射性测量中的统计分布	(39)
2.2 放射性测量中的统计误差	(43)
2.3 测量数据的检验	(49)
2.4 不等精度测量值的综合及误差	(59)
习题	(60)
第三章 辐射的探测	(62)
3.1 气体探测器	(62)
3.2 闪烁探测器	(77)
3.3 半导体探测器	(88)
3.4 中子探测器	(95)
习题	(99)
第四章 符合测量方法	(100)
4.1 符合测量的基本原理和基本公式	(100)
4.2 符合测量举例	(104)
习题	(110)
第五章 粒子鉴别方法	(111)
5.1 飞行时间(TOF)粒子鉴别方法	(111)
5.2 ΔE - E 探测器望远镜粒子鉴别方法	(115)
第六章 核寿命测量	(119)
6.1 核寿命测量的内容和意义	(119)
6.2 短寿命的测量	(120)
6.3 核反冲法测量核寿命	(125)
6.4 利用能级宽度测量激发态核寿命	(127)

第七章	粒子诱发 X 射线分析	(131)
7.1	粒子诱发 X 射线分析的基本原理	(131)
7.2	粒子诱发 X 射线分析的实验装置	(132)
7.3	粒子诱发 X 射线分析对样品的定量分析方法	(134)
7.4	粒子诱发 X 射线分析的探测限	(137)
第八章	带电粒子核反应分析	(139)
8.1	带电粒子核反应瞬发辐射分析	(139)
8.2	共振核反应分析	(141)
8.3	核反应分析应用举例	(145)
第九章	带电粒子弹性散射分析	(147)
9.1	卢瑟福离子背散射(RBS)分析	(147)
9.2	弹性反冲探测(ERD)方法——轻元素分析	(160)
9.3	非卢瑟福散射 ^[2]	(163)
9.4	沟道背散射分析	(164)
第十章	离子束辐照及应用	(169)
10.1	概述	(169)
10.2	离子注入及应用	(170)
10.3	离子束混合	(174)
10.4	离子辐照诱发分凝	(180)
第十一章	中子散射	(185)
11.1	中子散射的基本原理	(185)
11.2	中子散射的实验装置	(189)
11.3	中子散射的应用	(193)
第十二章	正电子湮没谱学	(196)
12.1	正电子湮没的基本原理	(196)
12.2	实验方法	(200)
12.3	正电子湮没谱学的应用	(202)
第十三章	穆斯堡尔谱学	(206)
13.1	穆斯堡尔效应及穆斯堡尔谱	(206)
13.2	超精细相互作用和穆斯堡尔参数	(209)
13.3	穆斯堡尔实验装置	(213)
13.4	穆斯堡尔谱学的应用	(215)
附录 1	部分常用物理常量及单位	(219)
附录 2	元素的 K 和 L 层吸收限及 K 和 L 系列特征 X 射线	(220)
附录 3	常用放射性核素衰变数据简表	(223)
附录 4	元素表	(225)

附录 5	质子(p)和氦(He)电子阻止截面表	(232)
附录 6	质子的卢瑟福背散射运动学因子	(236)
附录 7	He 粒子的卢瑟福背散射运动学因子	(240)
附录 8	1 MeV 的质子对不同元素的卢瑟福散射截面(靶)	(244)
附录 9	1 MeV 的 He 粒子对不同元素的卢瑟福散射截面(靶)	(248)
附录 10	不同能量的粒子在 Mylar 膜中的阻止本领及射程对照表	(252)
附录 11	不同能量的粒子在 Al 膜中的阻止本领及射程对照表	(255)

第一章 射线与物质的相互作用

1.1 概 述

19 世纪末,物理学的发展似乎到了顶点:力学、热力学和分子运动论、电磁学和光学都有了完整的理论体系,物理学规律也被广泛应用并取得了巨大成果;物理学家们甚至认为不会再有伟大的发现,以后的工作只不过是当前的物理学作些补充和完善。

然而,从 1895 年伦琴发现 X 射线开始,一系列重大发现导致了一场现代物理学革命。特别是一百多年前放射性的发现,引起了人类科学思想上的革命,对认识宇宙,促进人类知识的发展起着巨大的推动作用。原子能,放射性和核技术的应用,广泛地影响着人类的生存和发展。

1896 年 3 月,贝可勒尔(Henri Becquerel)首次发现了铀元素能发射出不可见的具有穿透力的辐射,这种辐射能使空气电离和胶片感光。

1897 年,汤姆孙(J. J. Thomson)测定了阴极射线的电荷和质量之比,确定其为电子。

1898 年,居里夫妇(Piere Curie, Marie Curie)利用化学方法从矿石中分离出具有辐射的两种元素钋(Po-Polonium)和镭(Ra-Radium),并将这种辐射现象称之为放射性。

1900 年,维拉德(Paul Villard)发现镭发出的辐射能穿透一米多厚的水泥墙,他称这种辐射为 γ 射线。

由于放射性的发现,贝可勒尔和居里夫妇三人共享 1903 年的诺贝尔物理学奖。由于分离出钋和镭并测定它们的原子量,这一出色工作又使居里夫人获得 1911 年的诺贝尔化学奖。国际放射学会将“贝可”和“居里”分别定义为放射性活度的国际单位和专用单位,以表彰他们的伟大发现。

1902 年,卢瑟福(Rutherford)和弗雷得瑞克(Frederick)发现放射性物质发出辐射的同时还伴随着化学元素的转变,说明原子是可以分割和转变的。通过对能引起化学元素转变的辐射的测定,一种被确定为 α 射线,另一种为 β 射线(电子)。1908 年,卢瑟福为此获得诺贝尔物理学奖。1911 年,能够证明原子有一个中心原子核存在的著名的 α 散射实验,更使他举世闻名。

1932 年,居里夫人发现钋源发出的 α 射线轰击铍能产生穿透力极强的中性粒子,该中性粒子可以将含氢物质中的质子打出来。同年,恰德维克(J. Chadwick)重复了这个实验,并测定中性粒子的质量与质子相近,称为中子。中子的发现是人类能够进行原子变革的重要标

志,为核模型理论提供了重要依据,从此核物理学进入了一个崭新的阶段;同时由此开创了人工放射性、慢中子和核裂变的研究,打开了核能实际应用的大门。

1934年1月,居里夫人的长女及女婿约里奥-居里夫妇(Frederic and Irene Joliot-Curie)利用 α 粒子轰击 ^{27}Al 产生的核反应,发现了第一个人造放射性元素 ^{30}P ,这一影响深远的开创性工作使她获得了1935年的诺贝尔化学奖。

后来,通过对宇宙射线的观测和高能加速器上的核反应,发现了更多的基本粒子。

这一步步的发现揭示了物质结构的更深层次,为科学家们打开了一个更深入更广阔的研究领域。随着各种射线的发现和对射线与物质相互作用规律的认识的不断深入,射线及相关核技术的应用也越来越广泛。

1.1.1 射线的来源和分类

本课程所讲述的射线主要是指原子和核物理领域中的各种快速微观粒子束,其能量大约在 10eV 到 20MeV 之间,至于更高能量和基本粒子物理领域的其他粒子则不在讨论之列。

按带电性质划分,射线可分为带电粒子和中性辐射。带电粒子又可分为快电子(包括核衰变中发射的正或负 β 粒子,以及其他过程中产生的具有相当能量的电子)和重带电粒子(如质子、核衰变中产生的 α 粒子以及其他重带电离子,它们都具有一个或多个原子质量单位并具有一定能量)。中性辐射又可分为电磁辐射(包括韧致辐射,原子的壳层电子跃迁过程中发射的特征X射线和核能级跃迁中发射的 γ 射线)和中子辐射(通常在自发裂变和核反应中产生)。下面简单介绍这些射线的性质。

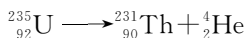
(1) 质子和中子

质子就是氢原子核,是自旋为 $1/2$ 的费米子,也是构成现实物质世界的稳定的基本粒子之一。目前还没有发现质子的自发衰变,实验测得的质子的平均寿命至少大于 1.6×10^{25} 年。质子的静止质量为 $1.672\,648\,5\times 10^{-27}\text{kg}$ (见附录1),相当于一个原子质量单位。质子带一个单位的正电荷($1.602\,189\,2\times 10^{-19}\text{C}$,见附录1)。实验上把氢原子的外层电子剥离就可以得到自由质子,用加速器可以非常容易地获得各种能量的质子束。

中子不带电,静止质量比质子略大($1.674\,954\,3\times 10^{-27}\text{kg}$,见附录1),也是自旋为 $1/2$ 的费米子。中子和质子一起构成除氢以外的所有原子核。核内的中子由于强相互作用处于稳定状态,而自由中子则衰变成质子、电子和反中微子(中微子是一种质量近似于零、不带电的稳定粒子,通常伴随弱相互作用衰变过程产生),其平均寿命为 918s 。中子可由放射性同位素中子源、反应堆和加速器产生。

(2) α 粒子和重离子

α 粒子是卢瑟福在研究铀核的辐射中首先发现的,目前已经知道有四百多种核具有 α 放射性。实际上, α 粒子是稳定的氦(He)原子核,它由两个质子和两个中子组成,带两个单位的正电荷。原子核衰变放出一个 α 粒子后,核中的质子数和中子数都减少两个,从而转变为另一种原子核。例如铀 ^{235}U 经 α 衰变成为钍 ^{231}Th ;



经 α 衰变放出的 α 粒子的能量通常在 $4\sim 9\text{ MeV}$ 范围内. 除个别放射源产生一种能量的 α 射线外, 绝大多数的 α 放射源会放射出几种不同能量的 α 射线. α 放射源的半衰期从几天到几千年. 当 α 射线的能量大于约 6.5 MeV 时, 其放射源的半衰期可能小于几天, 从而限制了它的实用性. 用加速器可以方便地获得各种能量的 α 粒子.

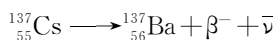
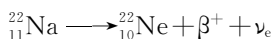
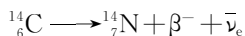
重离子是质量数大于 1 的带电原子或原子核. 重核裂变的产物(或称核裂片)就是重离子, 其质量数大都在 72 到 170 之间. 重离子也存在于宇宙射线中. 供实验用的各种能量的重离子束主要由重离子加速器产生.

质子、 α 粒子和重离子统称为重带电粒子, 以便与轻带电粒子(如电子)及中性粒子相区别.

(3) 电子

低压气体放电过程中产生的阴极射线早在 1858 年就被发现. 经过多年的研究, 最终在 1897 年被汤姆孙确定为电子. 电子也是自旋为 $1/2$ 的费米子, 它带一个单位的负电荷, 质量质子的 $1/1836$, 是最轻的稳定粒子. 电子的反粒子为正电子, 带一个单位的正电荷, 其他性质与电子基本相同.

电子或正电子可由放射性核素的 β 衰变产生. 在 β 衰变过程中, 原子核内的质子和中子互相转化, 为保持电荷守恒而发射出快电子或快正电子, 又称为 β 粒子. 例如:



β 粒子的能量一般小于 2 MeV . 由于电子的质量很小, β 粒子的速度要比 α 粒子快得多, 1 MeV 的 β 粒子的速度可以达到光速的 94% . 与 α 射线不同, β 射线的能量不是单一的, 而是在零到最大能量 E_0 之间连续分布, 这是 β 射线的特点. 图 1.1 为 ${}^{40}\text{K}$ 的 β 射线能谱. β 射线产额最大值对应的 β 粒子的能量约等于 β 射线最大能量 E_0 的三分之一.

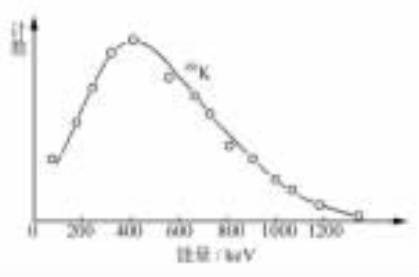


图 1.1 ${}^{40}\text{K}$ 的 β 射线的能谱

目前已经知道的具有 β 放射性的核素有一千多种, 其中轻核和重核都可能放射出 β 粒子. 由中子辐照稳定核素所产生的大多数放射性核素都具有 β 放射性, 因此 β 辐射源通常可以用反应堆中子辐照得到. 单能电子可由电子加速器或核衰变中的内转换电子提供.

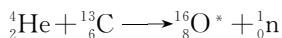
(4) X 射线和 γ 射线

伦琴发现的 X 射线实际上是频率极高的电磁波, 是由电子的韧致辐射产生的. 原子的壳层电子跃迁过程中发出的辐射为特征 X 射线, 其能量通常在几十 eV 到一百多 keV 之间. 特征 X 射线与元素有对应关系, 因此, 通过测量特征 X 射线可以对元素进行定性和定量

分析。X 射线具有很强的穿透力,在医疗诊断、金属检测等领域有广泛的应用。

γ 射线也是一种电磁辐射。它伴随着 α 衰变或 β 衰变,是核能级之间跃迁产生的,因此是单能的。 γ 射线的能量在几十 keV 到几 MeV 之间,也称之为 γ 光子。目前已知的具有 γ 放射性的核素有两千多种。 γ 射线具有更强的穿透能力,在医疗和工业上有广泛应用。

产生 γ 射线的另一途径是正、反粒子的湮没,例如一对正负电子湮没后可产生一对能量为 511 keV 的光子。 γ 射线也可以伴随核反应过程产生。例如核反应:



生成核 ${}^{16}\text{O}$ 可能处于相对于基态为 6.13 MeV 的激发态,当它退激到基态时就放射出能量为 6.13 MeV 的 γ 光子。

γ 射线和 X 射线都是电荷为零、静止质量为零、自旋为 1 的电磁波,都具有波粒二重性,其本质都是电磁场的携带者或电磁相互作用的传递者。

1.1.2 研究射线与物质相互作用的意义

射线和物质的相互作用是本课程的基础。物质可以是气体、液体和固体,也可以是单质、化合物或混合物。了解和认识射线和物质相互作用的规律,在射线探测与防护,交叉学科的科学研究和核技术应用中都具有重要意义。

- 射线与物质相互作用的实验观测在认识物质微观结构的进程中起了极大的推动作用。例如 19 世纪末汤姆孙通过测量阳极在受到阴极射线轰击后的温度确定了电子的荷质比;卢瑟福通过 α 粒子背散射实验建立了原子的核模型等等。现代高能粒子物理中的实验方法和设备日趋复杂,但其基础仍然是射线和物质相互作用的规律。

- 不同粒子的能量、方向、电荷等需要用不同的辐射探测器和不同的测量方法来测量,而不同探测物质组成的辐射探测器对射线的响应各不相同,只有透彻了解探测物质与射线相互作用的方式及在物质中能量损失的基本机制,才能准确地测量出所需求的物理量。辐射探测器不但是原子和核物理等科学研究的基本工具,同时也广泛应用于各种放射性的监测。

- 在核工业和航天工业中,材料的辐射损伤是一个重要课题。例如反应堆材料(包括核燃料和器壁材料)在长期辐照环境中的损伤,太空中的辐射对卫星材料及电子设备的影响等等。掌握射线与物质相互作用的规律对研究解决这类问题具有重要意义。

- 过量的辐射对人体健康是有害的,因此在原子能工业、核医学、核与粒子物理实验等有辐射的环境中必须实施防护措施,而防护层材料的选择、厚度的确定都是根据射线与物质相互作用的规律。

- 核科学发展一百多年来衍生出大批交叉学科,核技术在工业、农业、国防、医学、材料科学、生物学、地质学、考古学等领域获得了广泛的应用,而这些应用都是根据射线与物质相互作用的规律。例如非破坏性核分析技术,核辐射加工方面的辐射育种、标记原子,药品、食品、医疗器械和古画的灭菌消毒和保护,核医学中的诊断、治疗和影像技术,半导体器件的离子注入和材料的离子束改性,工业上的射线探伤和测厚,防火装置用的烟雾报警器,原子能利用,卫星上使用的射线能源等等。

总之,只有深入了解和熟练掌握射线与物质相互作用的规律,才能理解射线穿过物质时的各种现象,正确分析辐射探测器的响应,分析各种实验结果,以及探索把核技术应用于其他交叉学科的新方法.

1.2 带电粒子与物质的相互作用

带电粒子穿过靶物质时,与路径上靶物质的原子核及其核外电子发生相互作用,随着入射粒子种类和能量的不同,各种相互作用的强度和特征也不相同,最终决定了入射带电粒子在靶物质中的能量损失与射程分布等.我们先介绍带电粒子与物质相互作用的一般特征,然后分别讨论轻、重带电粒子的能量损失机制.

1.2.1 带电粒子与物质相互作用的特征

1.2.1.1 带电粒子在物质中的慢化过程

具有一定能量的带电粒子(如质子, α 粒子,电子等)入射到靶物质中时,带电粒子与其路径上靶物质的原子核或电子会发生库仑相互作用,从而把一部分动能转移给靶物质的电子或原子核而逐渐损失能量,最终停止在靶物质中,这个过程称为慢化过程.

快速带电粒子与靶物质中电子的库仑相互作用在慢化过程中起主要作用.对重带电粒子来说,由于电子的质量非常小,在和电子的每一次碰撞中,转移给电子的能量只占其本身能量的很少一部分.重带电粒子在每次碰撞后的运动状态可以认为没有改变.所以,重带电粒子穿过靶物质时,要与靶物质中的电子连续地发生许多次这样的小能量转移碰撞,才逐渐损失掉它的能量.

重带电粒子经过多次碰撞而不断损失能量,当速度减小到一定程度时,就会与靶物质发生电荷交换效应.原来高速运动的重带电粒子的外层电子是全部剥离的,随着速度的降低而会俘获靶物质中的电子,从而使自身所带的有效正电荷数逐渐减少.如果靶物质足够厚,则经过许多次碰撞后,重入射带电粒子的能量会全部耗尽,并俘获电子成为中性原子,停止在靶物质中.重带电粒子被阻止在靶物质中所需的时间与它的能量及靶物质的性质有关.对能量在 MeV 量级的 α 粒子和质子,整个慢化过程在气体物质中约为 10^{-9} 秒,在固体物质中约为 10^{-12} 秒.

高速重带电粒子(如 α 粒子)与靶原子核的库仑碰撞造成的能量损失,和与靶原子的电子的碰撞造成的能量损失相比可以忽略不计,只有在重带电粒子速度非常低时才显得重要.但对于快速电子,它与靶原子核的碰撞对能量损失和角度偏转则有较大的影响.入射电子与靶物质中电子的单次碰撞也可能损失较多的能量.

总之,慢化过程中带电粒子在靶物质中的能量损失和角度偏转,完全是入射带电粒子与靶物质中的电子和原子核发生各种相互作用的结果,主要有下列四种碰撞过程:

① 带电粒子与靶原子的核外电子发生非弹性碰撞;

② 带电粒子与靶原子核发生弹性碰撞;

- ③ 带电粒子与靶原子核发生非弹性碰撞;
- ④ 带电粒子与靶原子的核外电子发生弹性碰撞。

在所讨论的能量范围内,入射粒子与原子核发生核发应的概率非常小,可以不予考虑。

1.2.1.2 各种碰撞过程的特点

(1) 带电粒子与靶原子的核外电子的非弹性碰撞

当带正电或负电的入射粒子从靶原子附近掠过时,靶原子的核外电子因库仑相互作用而受到吸引或排斥,从而获得一部分能量。如果核外电子获得的能量大于它在该轨道上的结合能时,就会脱离原子核的束缚而逸出,成为一个自由电子(又称 δ 电子),而剩下的原子成为正离子。这就是入射带电粒子引起的靶原子的电离过程。原子的最外层电子受核的束缚最弱,从而最容易被电离。

如果电离过程中发射出的电子具有足够高的动能,它还可以与其他靶原子的核外电子发生库仑相互作用而导致电离。这种过程称为二次电离。二次电离约占总电离的60%~80%。如果电离过程中被电离的是内层电子,当外层电子向该壳层跃迁时,还会发射出相应的特征X射线或俄歇电子。

如果核外电子在库仑相互作用中获得的动能较小,不足以被电离,但有可能从原来较低的能级跃迁到较高的能级,从而使原子处于激发状态,这种过程称为激发。处于激发态的原子是不稳定的,会通过跃迁返回基态(称为“退激”),退激过程中会释放出可见光或紫外光,这就是受激原子的发光现象。

总之,入射带电粒子与靶原子的核外电子之间的非弹性碰撞所引起的能量损失,是带电粒子穿过物质时损失能量的主要方式。由于该碰撞过程导致靶原子的电离或激发,所以这种能量损失又称为“电离损失”。从靶物质对入射粒子的阻止作用来讲,也称为“电子阻止”。

(2) 带电粒子与靶原子核的非弹性碰撞

当入射带电粒子到达靶原子核的库仑场时,其库仑引力或斥力会使入射粒子的速度和方向发生变化。由电磁学理论可知,伴随着这种运动状态的改变会产生电磁辐射(称为“韧致辐射”),从而造成入射粒子的能量损失,这种能量损失称为“辐射损失”。 α 粒子及更重的带电粒子由于质量较大,与靶核碰撞后运动状态改变不大,辐射损失比电离损失要小。而 β 粒子由于质量较小,与靶核库仑相互作用后其运动状态改变显著,因此辐射损失是轻带电粒子损失能量的一种重要方式。

重带电粒子与靶原子核发生非弹性碰撞时,还可能使靶核激发而损失它的能量,这种过程的激发称为库仑激发,在本课程涉及的能量范围内,库仑激发概率太小,将不予考虑。

(3) 带电粒子与靶原子核的弹性碰撞

在这种过程中,带电粒子与靶原子核发生库仑相互作用而改变其运动速度和方向,但不辐射光子,也不激发原子核,碰撞前后保持动量守恒和总能量守恒,入射粒子损失能量,靶原子核反冲。入射粒子可以多次与靶原子核发生这种弹性碰撞,造成能量损失。同时反冲的靶原子核如果能量较高,也可以与其他原子核碰撞,这种级联碰撞可造成靶物质的辐射损伤。从靶物质对入射粒子的阻止作用来讲,这种作用过程也称为“核阻止”。

核阻止作用只有在入射带电粒子的能量很低,或入射粒子质量很大时,才会对能量损失有重要贡献。 β 粒子较轻,与靶核发生弹性碰撞时受到的偏转比重粒子大,因此 β 射线穿透物质时,散射现象很严重。

重带电粒子与靶原子核的碰撞过程有广泛应用。例如:

- 溅射:粒子束轰击样品时,如果靶原子获得能量而逃出样品表面,则称这种过程为溅射。溅射过程会导致固体表面原子的损失或化合物成分的改变。这种现象在表面分析、溅射镀膜技术、离子蚀刻微细加工和表面抛光等方面有重要应用。

- 离子注入:一定能量的入射粒子通过与物质相互作用而损失能量,最终停止在物质中,这种过程称为离子注入。离子注入可以改变注入层的化学成分和性质,广泛应用于半导体器件的生产和新材料的合成。

- 背散射分析:入射粒子与靶原子核发生弹性碰撞,发生大角度散射(背散射)后其能量与靶原子的质量和在物质中的深度有关,而散射截面与入射粒子的能量、角度、种类及靶原子的种类有关。因此测定背散射时粒子的能量和数量可以对靶原子进行定性、定量分析及深度分布分析。背散射分析在离子束分析中占有重要位置。

- 辐射加工:粒子束对材料的辐照可引起物理和化学性质的变化。这种离子束材料改性在辐射加工、新材料开发、辐照消毒、核工业和航天材料及设备的辐射损伤研究上有广阔的应用前景。

(4) 带电粒子与靶原子的核外电子的弹性碰撞

在这种弹性碰撞中,入射粒子与核外电子发生库仑相互作用,碰撞前后体系的能量和动量守恒。入射粒子将微小的一部分能量转移给靶原子的核外电子,但不足以改变核外电子的能量状态。这种相互作用可以看成是入射粒子与整个靶原子的相互作用。只有在极低能量(≤ 100 eV)的 β 粒子与物质相互作用时才需要考虑这种作用过程。

上述带电粒子与靶物质的原子核和核外电子的碰撞过程,与入射带电粒子的种类和能量及靶物质的性质有关。因此,下面将分别对不同种类的射线与物质相互作用的机制进行讨论。

1.2.2 重带电粒子与物质的相互作用

具有一定能量的重带电粒子(质量数大于1的粒子)与物质相互作用,其能量损失主要是与靶原子的核外电子的非弹性碰撞而导致电子被激发或电离的电离损失。与靶原子核发生的弹性碰撞引起的能量损失只有当入射重带电粒子的速度很低时才予考虑,在所讨论的能量范围内,重带电粒子的辐射损失也可以忽略。

通常用阻止本领来定量描述带电粒子在物质中的能量损失,定义为带电粒子通过单位路径时的能量损失,用 $(-dE/dx)$ 表示。显然,阻止本领与入射带电粒子的种类和能量及靶原子的性质有关。

1.2.2.1 Bethe-Bloch 电子阻止本领公式及讨论

重带电粒子穿过靶物质的电子云时,通过与电子发生非弹性碰撞而产生电离损失。下面

通过一些简化假设来推导电离损失的阻止本领公式：

① 对于能量几 MeV 的重带电粒子, 每次碰撞转移给电子的能量大于大多数电子在原子中的结合能. 因此可以把核外电子看成是“自由电子”. 入射重带电粒子与靶原子的束缚电子的非弹性碰撞就变成了入射重带电粒子与“自由电子”的弹性碰撞.

② 对快速重带电粒子, 其运动速度大于靶原子的核外电子的轨道速度. 和入射粒子相比, 可以认为碰撞前靶原子中的电子处于“静止”状态.

③ 认为入射粒子的外层电子是全部剥离的, 所带的电荷数就是它的核电荷数.

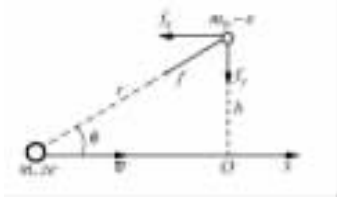


图 1.2 带电粒子与自由电子的弹性碰撞示意图

根据上述假设, 可用经典库仑弹性碰撞理论来计算能量损失率. 如图 1.2 所示, 设入射重带电粒子的质量, 能量, 电荷和速度分别为 m, E, ze 和 v ; 靶物质中“自由电子”的质量为 m_0 , 电荷为 $-e$; 重带电粒子沿与电子的垂直距离为 b 的 Ox 方向入射 (碰撞参量 $b \gg R_0/2$, R_0 为对头碰撞时入射粒子与电子之间的最接近距离). 在与电子的一次碰撞中, 转移给电子的能量比入射粒子所带的能量要小得多, 因此可以认为碰撞后入射粒子的运动方向和速度没有变化.

当带电粒子与电子的距离为 r 时, 电子所受到的库仑力为：

$$f = \frac{ze(-e)}{r^2} = -\frac{ze^2}{r^2} \quad (1.1)$$

在 Δt 时间内, 电子获得的动量为 $\Delta P = f\Delta t$. 碰撞过程中电子获得的总动量为：

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} f dt$$

显然, 总动量在 x 方向的积分 P_x 为 0, y 方向获得的动量 $P_y = P = \int_{-\infty}^{\infty} f_y dt$,

$$f_y = \frac{bze^2}{r^3} = \frac{bze^2}{(b^2 + x^2)^{3/2}}$$

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} f_y dt = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{bze^2 dt}{(b^2 + x^2)^{3/2}} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{bze^2 dx}{v(b^2 + x^2)^{3/2}} = \frac{2ze^2}{bv} \quad (1.2)$$

从而一次碰撞中电子所获得的动能为：

$$\Delta E_e = \frac{P^2}{2m_0} = \frac{2z^2e^4}{m_0v^2b^2} \quad (1.3)$$

入射重带电粒子在运动路径上 dx 距离内与许多电子发生同样的碰撞, 因此需要对碰撞参量为 b 的所有电子求和, 然后再对所有的碰撞参量 b 求和.

图 1.3 画出了一个以粒子入射方向为轴, 半径从 b 到 $b+db$ 的单位长度的靶物质体积元.

设靶物质原子序数为 Z , 原子密度为 N , 假定电子的分布是均匀的, 则图 1.3 所示的体积元内的靶物质的电子数

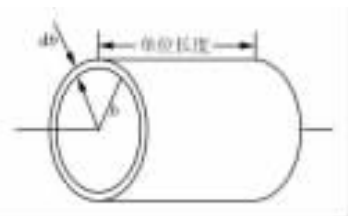


图 1.3 碰撞参数为 $b-b+db$, 单位长度的靶物质体积元

为 $2\pi b \cdot db \cdot NZ$. 入射粒子与该体积元内所有电子都发生相互作用而损失的能量为:

$$\Delta E = \frac{4\pi z^2 NZ e^4}{m_0 v^2} db \quad (1.4)$$

对碰撞参量 b 积分, 可以得到入射粒子在单位路径上的能量损失(即阻止本领):

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ion}} = \frac{4\pi z^2 NZ e^4}{m_0 v^2} \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{1}{b} db = \frac{4\pi z^2 e^4 NZ}{m_0 v^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} \quad (1.5)$$

其中 $b_{\min} \neq 0$ 和 $b_{\max} \neq \infty$ 分别为最小和最大碰撞参量.

$(-dE/dx)_{\text{ion}}$ 为电离损失的阻止本领, 脚标“ion”表示电离损失, 负号表示能量的减少. 根据经典碰撞理论, 在对头碰撞时, 电子获得的最大动量为 $2m_0 v$, 最大动能约为 $2m_0 v^2$, 此时应该对应最小的碰撞参量 $b_{\min}$. 由式(1.3)得

$$b_{\min} = \frac{ze^2}{m_0 v^2}$$

由于讨论的是电离损失, 只有当入射粒子的能量损失大于电子的平均电离能或平均激发能时才能发生, 因此这时的碰撞参量应该对应于最大碰撞参量 $b_{\max}$. 定义 I 为靶原子的电子的平均激发能或平均电离能. 由式(1.3)可得

$$\Delta E_e = \frac{2z^2 e^4}{m_0 v^2 b_{\max}^2} \geq I$$

$$b_{\max} = \frac{ze^2}{v} \left(\frac{2}{m_0 I} \right)^{\frac{1}{2}}$$

将 $b_{\min}$ 和 $b_{\max}$ 代入式(1.5)进行积分得

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ion}} \approx \frac{4\pi z^2 e^4 NZ}{m_0 v^2} \ln \left(\frac{2m_0 v^2}{I} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.6)$$

Bethe 从非相对论量子理论推导出的阻止本领表达式为

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ion}} \approx \frac{4\pi z^2 e^4 NZ}{m_0 v^2} \ln \left(\frac{2m_0 v^2}{I} \right) \quad (1.7)$$

式(1.7)与从经典理论推导出的式(1.6)仅在对数项有些差异. 考虑到相对论和其他修正因子后, 根据量子理论推导的重带电粒子在靶物质中的电子阻止本领公式(称为 Bethe-Bloch 公式)为:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ion}} \approx \frac{4\pi z^2 e^4 NZ}{m_0 v^2} \left[\ln \left(\frac{2m_0 v^2}{I} \right) + \ln \left(\frac{1}{1 - \beta^2} \right) - \beta^2 - \frac{C}{Z} \right] \quad (1.8)$$

式中 $\beta = v/c$ (c 为光速), I 为靶原子的核外电子的平均激发和电离能, 可近似估计为 $I = I_0 Z$, 其中 $I_0 \sim 10 \text{ eV}$ 量级. 对原子序数低的靶物质 ($Z < 13$), I_0 稍大, 约为 13 eV . 而对 Z 大的靶物质 ($Z > 13$), I_0 较小, I 可写成 $I = 9.76Z + 58.8Z^{-0.19} (\text{eV})$.

公式(1.8)中方括号内的第二、三项是相对论修正值. C/Z 为壳修正项, 是当入射粒子速度不能满足大于靶原子内层电子的轨道速度时, 束缚得很紧的内层电子不能被电离和激发, 即不能参与和入射粒子的相互作用而引入的修正. 参数 C 由内部各壳层的贡献组成: $C = C_K + C_L + C_M + \dots$. 当入射粒子速度比较低时, 壳修正显得较为重要. 例如, 靶物质为铝

时,其 K 层电子速度为 2.8×10^9 cm/s,相当于 4.1 MeV 的质子或 16 MeV 的 α 粒子的运动速度,因此当入射质子能量小于 4 MeV 时就需要考虑壳修正。

$(-dE/dx)_{\text{ion}}$ 的单位常用 eV/Å 和 MeV/ μm 表示,也可以用单位质量厚度的能量损失来表示,其单位是 MeV/(mg $\cdot$ cm $^{-2}$)。

有时也用阻止截面 ϵ 表示物质对入射粒子的阻止能力:

$$\epsilon = \frac{1}{N} \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ion}}$$

N 为靶物质的原子密度。阻止截面的物理意义是单位面积上一个原子对入射粒子造成的能量损失。因数值太小,常用单位面积上 10^{15} 个原子对入射粒子造成的能量损失作为单位,即 eV $\cdot$ cm 2 /10 15 原子。

根据 Bethe-Bloch 阻止本领公式,可以得到下面几点结论:

① 阻止本领只与入射粒子的速度有关,而与它的质量无关:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ion}} \propto \frac{z^2}{v^2} f(v)$$

如果两种入射粒子的速度相同(即 E/m 相同),所带电荷数也相同,则这两种粒子在同一靶物质中的阻止本领相等。例如,1 MeV 的质子,2 MeV 的氘核和 3 MeV 的氚核具有相同的电荷和速度,则它们在同一靶物质中的阻止本领也相同。

② 阻止本领与入射重带电粒子所带电荷数的平方成正比:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ion}} \propto z^2$$

如果入射粒子的速度相同,所带电荷数大的粒子的阻止本领大。例如,比较 1 MeV 的质子($m=1, z=1$),4 MeV 的 α 粒子($m=2, z=2$)和 12 MeV 的 C 核($m=6, z=6$)在同一物质中的阻止本领:

$$\begin{aligned} \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ion}, 4 \text{ MeV } \alpha} &= 4 \cdot \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ion}, 1 \text{ MeV } p} \\ \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ion}, 12 \text{ MeV } C} &= 36 \cdot \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ion}, 1 \text{ MeV } p} \end{aligned}$$

所以有

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ion}, m, E, z} = z^2 \cdot \left[-\frac{dE}{dx} \left(\frac{E}{m} \right) \right]_{\text{ion}, p} \quad (1.9)$$

这个推论只适用于能量较高的重带电粒子。

③ 阻止本领与入射粒子速度(或能量)的关系如图 1.4 所示。

• 在中能区时(图 1.4 中的 b 段,相应于每核子的能量为 0.2 ~ 20 MeV),有 $(-dE/dx)_{\text{ion}} \propto 1/E$,即阻止本领与入射粒子的能量成反比。

• 在低能区(图 1.4 中的 a 段,相应于每核子能量小于 0.2 MeV),入射粒子的能量减少时,其俘获电子的概率增加,从而使有效电荷数降低,阻止本领减小, Bethe-Bloch 公式不成立。 a 段和 b 段之间,阻止本领有一极大值,通常出现在能量约为 500I 附近。对 α 粒子,最

大值出现在 0.6~1.0 MeV 之间。

Bethe-Bloch 公式只适用于阻止本领最大值对应的能量以上的能区。

• 在每核子能量为 20 MeV 以上的高能区(曲线 c 段),粒子的速度接近光速,公式(1.8)中的相对论修正项起作用,使阻止本领随能量增加缓慢上升,在能量小于 $3mc^2$ 处(m 为入射粒子的质量)有一平缓的极小值。

④ 阻止本领与靶物质的 NZ 乘积成正比。原子序数高和密度大的物质阻止本领大。

如果阻止介质是化合物(或混和物),则可以根据布拉格相加规则求出化合物分子的阻止截面,然后再计算阻止本领。设化合物 A_mB_n 由 m 个 A 原子和 n 个 B 原子组成,则其阻止截面 $\epsilon^{A_mB_n}$ 为:

$$\epsilon^{A_mB_n} = m\epsilon^A + n\epsilon^B \tag{1.10}$$

式中 ϵ^A, ϵ^B 分别为元素 A 和 B 的阻止截面,见附录 5。

1.2.2.2 电荷交换和核阻止本领

对于重带电粒子,当能量比较高时,在物质中的阻止本领主要由入射粒子和靶原子的核外电子的碰撞决定,与靶原子核的碰撞造成的能量损失只占 10^{-3} 左右,一般不予考虑。用 SRIM 程序^[6]计算的 Au,Al,He 粒子在 Si 中的电子阻止本领和核阻止本领随能量的变化及相对比值列在表 1.1 中。当重粒子的能量比较低时,由于重粒子的核外电子不能完全剥离及与靶物质的电荷交换,使重粒子所带的有效电荷减少,同时低能重粒子与靶原子之间的碰撞还应考虑它的电子屏蔽问题,Bethe-Bloch 公式不再适用。

表 1.1 Au,Al,He 在 Si 中的电子阻止本领和核阻止本领随能量的变化及相对比值
电子阻止本领 SE 和核阻止本领 SN 的单位为: eV · cm²/(10¹⁵原子)

能量 /keV	Au 粒子			Al 粒子			He 粒子		
	原子序数 79			原子序数 14			原子序数 2		
	SE	SN	SE/SN	SE	SN	SE/SN	SE	SN	SE/SN
10	159.3	269.1	0.592	35.6	78.53	0.1	7.447	2.064	3.6
50	238.1	465.7	0.511	52.9	68.94	0.8	23.30	0.8334	28.0
100	283.2	546.5	0.518	62.9	55.81	1.1	39.48	0.5117	77.2
500	423.5	629.1	0.673	110.1	24.71	4.5	71.05	0.1491	476.5
1000	503.6	587.3	0.857	209.0	15.70	13.3	62.70	0.0846	741.1
5000	753.0	347.9	2.164	530.8	4.708	130.2	29.03	0.0216	1343.0
10 000	895.5	241.3	3.711	617.8	2.699	228.9	18.27	0.0118	1548.0

(1) 电荷交换效应

重带电粒子带有许多电子,这就意味着粒子在介质中可以被激发、电离或俘获电子,即存在电荷交换效应。当高能粒子的速度大于其核外电子的轨道速度时,入射粒子的核外电子

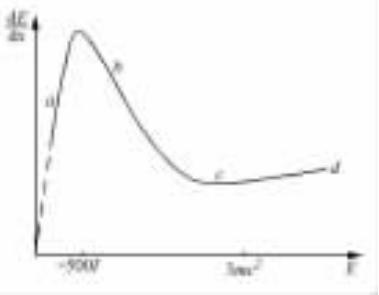


图 1.4 阻止本领随入射粒子能量的变化示意图