

物理学手册之一

原子与原子核 物理学手册

主编 陈辰嘉

北京出版社

物理学手册之一

原子与原子核物理学手册

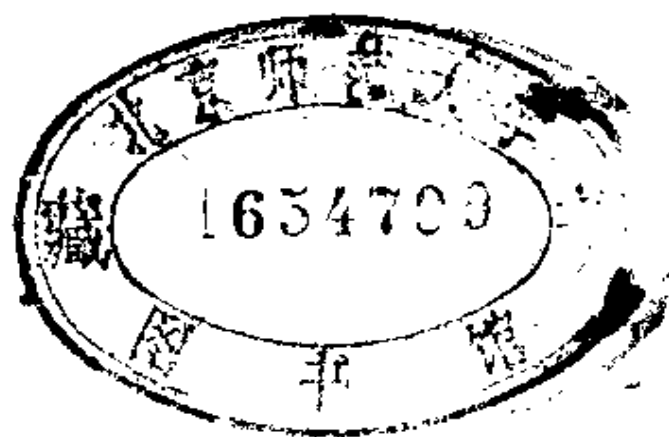
主 编 陈辰嘉

副主编 周治宁 刘洪涛

编写者 陈辰嘉 周治宁 刘洪涛

张树霖 刘继周

5. 13711



北 京 出 版 社

(京) 新登字200号

原子与原子核物理学手册

YUANZI YU YUANZIHE WULIXUE SHOUCHE

主编 陈辰嘉 副主编 周治宁 刘洪涛

*

北 京 出 版 社 出 版

(北京北三环中路6号)

邮政编码: 100011

北 京 出 版 社 总 发 行

新华书店北京发行所经销

北京市朝阳北苑印刷厂印刷

*

850×1168毫米 32开本 21印张 527 000字

1993年6月第1版 1993年6月第1次印刷

印数 1—450

ISBN 7-300-01794-3, TL·1

定 价: 13.60元

序

人们常常把原子能的释放和利用看作是进入原子时代的标志。从物理学的观点看，原子、原子核和粒子物理的发展，是物理学从宏观到微观世界的一次重大的飞跃，是经典物理到近代物理的过渡。粗略地说，这一发展过程在本世纪初就开始了。当时所谓“物理学危机”，实际上也就是微观物理学产生的“阵痛”。随着实验技术的进步和认识的日益深入，原子和原子核物理在广大科技部门的影响也日益显著。原子能的释放和利用，正是这种发展的一个重要的里程碑。

当然，里程碑是很重要的，但那也仅仅是以原子和原子核物理为基础的宏伟的科技大厦的一个侧面。在此基础上，或在其影响下，发展起来的新科技部门、仪器、设备已经多得不可胜数。在这本手册里，为篇幅所限，这些应用和设备不能一一介绍，只能简略地谈谈原子和原子核物理和目前受到普遍重视的所谓“高科技”领域的关系。

信息科学是受到人们重视的高科技领域，有人甚至认为本世纪末或下世纪初，人类将进入信息社会。的确，计算机和计算技术的发展极大地提高了人们贮存和处理各种信息的能力，给予了所有科技、生产和生活部门以极大的冲击。不说更新的发展，即使把现有的计算技术的作用充分发挥出来，也会给科技和生产带来十分巨大的变化。但是，今天科技界对如此巨大信息贮存和处理能力还不能很快地适应，这是阻碍计算机充分发挥作用的一个重要原因。计算机既不能自己产生有用的信息，也不能根据某种固定不变的程序去处理各门学科的信息，更不能根据处理结果对外界作出反应。实际上，人们只能利用原子和核技术，例如利用

激光束、电子束和离子束等才能获得对研究对象最详尽最细致的知识；处理这些信息则需要精湛的原子物理知识；也只有利用原子和核技术才能对研究对象作最精密的加工处理。不难预见，在信息社会里，由于上述的需要，原子和原子核物理及技术，将会得到更大的发展。当然，也要看到，作为计算机的元件，微电子器件的发展，也要依赖于原子物理的发展和核技术的应用。

到二十一世纪，能源将成为很迫切的科技问题。从目前看，聚变能源是最具有吸引力的新能源，人们正在这一方面进行着大量的基础和技术研究，原子和核物理及技术是其中的一个主要学科领域。深入钻研原子物理的有关理论在这方面有可能起重要的作用。

为了解决日益增长人口的吃穿用问题，为了保护人民的健康和优良的生态环境，生命科学的发展是十分重要的。作为基础学科，现代生物学的前沿是分子生物学，从应用技术来说，以改变基因组合为主要内容的遗传工程受到很大的重视。在这里，原子结构仍然是理论的最终基础，而原子和核物理技术则是最重要的研究手段。在现代农业、医学等学科中，不但广泛应用各种以原子和核技术为基础的设备，而且由于核技术的广泛利用而发展了核农学和核医学等边缘学科。

现代社会，需要大量的钢铁、有色金属以及各种非金属材料，这些都取自地下矿藏。资源有限，寻找合适的代用材料，创造具有特殊性能的新材料和大大提高现有材料的利用率，这些就是现代材料科学迫切要解决的问题。作为理论基础，现代材料科学离不开以原子为基础的现代固体和表面物理，而原子和核技术则提供了主要的研究手段。

这些简单的介绍，足以说明原子和原子核物理在现代科技领域的重要作用。展望未来，不管是信息社会也好，新的技术革命也好，原子和原子核物理都将起到越来越大的作用。然而，人们在谈到现代科学技术，特别是所谓“高科技”时，却很少提到原

子或原子核物理。好像这些不过是一些过时的学科，对现代科技的发展已无关紧要。产生这种误解，可能有几方面的原因。从事这些方面研究的专家学者，他们的研究工作往往并不直接与高技术挂钩；对于在其它科技部门工作的人，往往只关心引进国外已经开发的商品仪器来使用，很少过问仪器的工作原理。这种状况，对我国的科技发展是很不利的。原子和原子核物理还有很多问题需要研究，也是开发新的科技领域的基础和源泉。忽视这方面的研究工作，会使我国科技长期落后，只能靠引进或仿制国外的商品仪器。这样，在科技领域的对外开放，就会变成对外依赖。在其它科技领域工作的人，如果只关心使用仪器设备，不注意它们所根据的原理和技术，也往往不能充分发挥设备的作用，错过很多创造或发展这些技术和设备的机会，甚至造成仪器的搁置和误用。

由此可见，为了适应时代的要求，为了实现四个现代化，我们既要大力开展原子和原子核的基础理论和应用技术的研究，又要大力普及原子和原子核物理知识。编辑一本原子和原子核物理学手册，将会对普及这种现代化建设所需要的知识有所贡献。手册不是教科书，也不是科普读物，读者用不着从头到尾读下去。它可供有需要的读者查阅，往往查看几个条目，就会获得初步的知识和数据。书后的参考书目，既说明了资料的来源，也可供要求进一步了解的读者参考。

作为一名读者，我很高兴能见到这本书，并感谢编者。北京出版社愿意出版这样一套物理学手册，也是应该受到称赞的。原子和原子核物理确实是现代科学技术的一个无尽的宝藏。这本书，以及其它中外有关的图书，只能作为开发这个宝藏的小引，真正做到取宝致用，还有赖于广大读者的智慧和钻研精神。

胡济民

1989年2月

目 录

第一篇 词 条

第一章 原子的一般性质

原子····· (1)	原子实····· (12)
原子物理学····· (1)	氢原子····· (12)
原子常数····· (4)	单电子原子····· (13)
原子序数····· (4)	氘····· (13)
原子质量数····· (5)	重氢····· (13)
原子量····· (5)	重水····· (13)
原子质量单位····· (5)	正氢····· (14)
原子质量····· (5)	仲氢····· (14)
原子体积····· (6)	氦原子····· (14)
原子半径····· (6)	仲氦····· (14)
原子大小····· (6)	正氦····· (14)
原子频率····· (7)	X射线····· (14)
原子单位····· (7)	伦琴射线····· (14)
电子····· (8)	放射性元素····· (15)
电子经典半径····· (9)	天然放射性元素····· (15)
价电子····· (10)	人工放射性元素····· (15)
自由电子····· (10)	折合质量····· (16)
正电子····· (10)	约化质量····· (16)
电子对产生····· (10)	玻尔原子····· (16)
电子对湮没····· (10)	亚稳原子····· (16)
元素周期表····· (11)	里德伯原子····· (16)
周期律····· (11)	电子偶素····· (17)

奇特原子.....	(18)	轻子原子.....	(18)
强子原子.....	(18)	μ 原子.....	(18)

第二章 原子结构

原子模型.....	(19)	激发态.....	(28)
汤姆孙原子模型.....	(20)	受激态.....	(28)
原子的核式结构		亚稳态.....	(28)
模型.....	(20)	原子的电离.....	(29)
卢瑟福的核原子		电子碰撞电离.....	(29)
模型.....	(20)	光电电离.....	(29)
有效截面.....	(21)	彭宁电离.....	(29)
微分截面.....	(21)	自电离.....	(30)
卢瑟福散射公式.....	(22)	玻尔—索末菲理论	
原子的行星模型.....	(23)	(30)
玻尔假设.....	(23)	能级.....	(31)
玻尔原子模型.....	(23)	能级图.....	(31)
玻尔频率条件.....	(23)	空间量子化.....	(32)
玻尔氢原子理论.....	(24)	泡利不相容原理.....	(32)
玻尔理论.....	(24)	空间简并化.....	(33)
玻尔轨道.....	(26)	简并度.....	(33)
玻尔半径.....	(26)	退化度.....	(33)
对应原理.....	(27)	电子云.....	(33)
电离电势.....	(27)	电子自旋.....	(34)
激发电势.....	(27)	电子壳层.....	(35)
共振电势.....	(27)	闭合壳层.....	(35)
第一激发电势.....	(27)	原子壳层模型.....	(35)
中肯电势.....	(27)	电子态.....	(37)
定态.....	(28)	电子组态.....	(37)
基态.....	(28)	原子态.....	(37)

原子的矢量模型····· (38)	原子实极化····· (43)
LS 耦合····· (38)	贯穿轨道····· (43)
jj 耦合····· (38)	有效电荷数····· (43)
对耦合····· (41)	屏蔽常数····· (44)
朗德间隔定则····· (41)	多电子原子····· (44)
洪德定则····· (41)	全同粒子不可分辨性
等效电子····· (42)	····· (45)
同科电子····· (42)	哈特里理论····· (45)
碱金属原子····· (42)	哈特里—福克理论
量子数亏损····· (43)	····· (45)
有效量子数····· (43)	自洽场近似法····· (45)

第三章 原子光谱

原子光谱····· (47)	光谱项····· (55)
原子发射光谱····· (47)	巴耳末公式····· (56)
原子吸收光谱····· (47)	巴耳末系····· (56)
线状光谱····· (48)	线系限····· (56)
共振荧光····· (48)	赖曼系····· (57)
精细结构····· (49)	帕邢系····· (57)
精细结构常数····· (49)	布喇开系····· (57)
超精细结构····· (50)	芬德系····· (59)
氢原子光谱····· (50)	汉弗莱系····· (59)
氢原子光谱的精细结	汉森—斯特朗系····· (59)
构····· (52)	里德伯常数····· (59)
氢原子光谱的超精细	类氢离子光谱····· (60)
结构····· (53)	皮克林系····· (61)
共振光谱线····· (54)	碱金属原子光谱····· (62)
兰姆移位····· (54)	主线系····· (62)
里兹组合原则····· (55)	第一辅线系····· (64)

漫线系·····	(64)	吸收限·····	(75) ▶
第二辅线系·····	(65)	质量衰减系数·····	(76) ▶
锐线系·····	(65)	质量吸收系数·····	(76) ▶
伯格曼线系·····	(65)	质量散射系数·····	(76) ▶
基线系·····	(65)	原子衰减系数·····	(77) ▶
碱金属原子光谱的精		原子吸收系数·····	(77) ▶
细结构·····	(66)	原子散射系数·····	(77) ▶
氦原子光谱·····	(67)	俄歇效应·····	(77) ▶
多重态·····	(69)	俄歇电子·····	(78) ▶
单一态·····	(69)	莫塞莱定律·····	(79) ▶
双重态·····	(69)	康普顿效应·····	(79) ▶
三重态·····	(69)	康普顿散射·····	(79) ▶
复双重线·····	(70)	康普顿反冲电子·····	(79) ▶
复三重线·····	(70)	康普顿波长·····	(81) ▶
超多重线·····	(70)	康普顿位移·····	(81) ▶
受激态原子寿命·····	(70)	汤姆孙散射·····	(81) ▶
选择定则·····	(71)	自然线宽·····	(81) ▶
容许跃迁·····	(71)	谱线自然宽度·····	(81) ▶
X射线谱·····	(72)	多普勒增宽·····	(82) ▶
X射线发射谱·····	(72)	压力增宽·····	(83) ▶
轫致辐射谱·····	(72)	碰撞增宽·····	(83) ▶
标识谱·····	(73)	斯塔克效应·····	(83) ▶
特征谱·····	(73)	原子钟·····	(84) ▶
X射线吸收谱·····	(75)	原子频标·····	(84) ▶

第四章 原子磁性

原子磁矩·····	(85)	矩·····	(85)
电子磁矩·····	(85)	电子自旋磁 (偶极)	
电子轨道磁 (偶极)		矩·····	(85)

有效磁矩·····	(86)	托马斯进动·····	(89)
朗德因子·····	(86)	拉莫尔旋进·····	(90)
g 因子·····	(86)	拉莫尔频率·····	(90)
玻尔磁子·····	(87)	回磁比·····	(90)
核磁子·····	(88)	塞曼效应·····	(90)
自旋轨道相互作用		正常塞曼效应·····	(90)
·····	(88)	反常塞曼效应·····	(90)
自旋轨道相互作用		帕邢—巴克效应·····	(93)
能量·····	(88)		

第五章 量子物理初步

量子论·····	(95)	物质波·····	(105)
旧量子论·····	(95)	德布罗意波·····	(105)
黑体辐射·····	(96)	不确定关系·····	(105)
瑞利—金斯公式·····	(97)	测不准原理·····	(105)
普朗克公式·····	(98)	并协原理·····	(106)
普朗克假设·····	(98)	互补原理·····	(106)
普朗克常数 h ·····	(98)	态叠加原理·····	(106)
光电效应·····	(99)	波函数·····	(107)
爱因斯坦光电方程		量子力学的统计解	
·····	(99)	释·····	(107)
光量子·····	(101)	几率波·····	(107)
光子·····	(101)	波包·····	(109)
普朗克—爱因斯坦关		算符·····	(110)
系·····	(102)	对易算符·····	(110)
光的波粒两象性·····	(102)	反对易算符·····	(110)
量子力学·····	(102)	线性算符·····	(111)
波动力学·····	(103)	厄密算符·····	(111)
矩阵力学·····	(104)	转置算符·····	(111)

复共轭算符.....	(112)	狄喇克符号.....	(121)
厄密共轭算符.....	(112)	一维定态问题.....	(123)
转置复共轭算符.....	(112)	一维方势阱问题.....	(123)
算符的本征值和本征 函数.....	(112)	一维方势垒问题.....	(126)
力学量的算符表示	(113)	隧道效应.....	(126)
期望值.....	(113)	一维谐振子.....	(127)
薛定谔方程.....	(114)	中心力场.....	(128)
与时间无关的薛定谔 方程.....	(115)	库仑场.....	(131)
定态.....	(115)	氢原子的量子力学解	(132)
守恒量.....	(116)	微扰论.....	(135)
宇称.....	(116)	非简并微扰论.....	(135)
对称波函数.....	(117)	简并微扰论.....	(137)
反对称波函数.....	(117)	含时间微扰论.....	(139)
费米子.....	(117)	跃迁.....	(140)
玻色子.....	(117)	跃迁几率.....	(140)
共同本征函数.....	(118)	跃迁矩阵.....	(140)
力学量完全集.....	(118)	常微扰.....	(141)
量子数.....	(118)	费米黄金定则.....	(141)
好量子数.....	(118)	周期性微扰.....	(142)
表象.....	(119)	光的吸收和发射.....	(143)
表象变换.....	(120)	跃迁定则.....	(144)
么正变换.....	(120)	禁戒跃迁.....	(144)
薛定谔表象 (绘景)	(121)	散射理论.....	(144)
海森伯表象 (绘景)		散射截面.....	(146)
		总截面.....	(146)
		分波法.....	(146)

第六章 原子核的基本性质

原子核物理学..... (148) (156)
原子核..... (149)	内禀电四极矩..... (156)
原子核半径..... (150)	原子核的字称..... (158)
原子核质量..... (151)	同位旋..... (158)
质量公式..... (153)	同位旋空间..... (159)
结合能公式..... (153)	同位素..... (160)
原子核的角动量..... (154)	丰度..... (160)
原子核的磁矩..... (155)	同中子异荷素..... (161)
核磁子..... (155)	同质异位素..... (161)
原子核的回转磁比	同质异能态..... (161)
..... (155)	同质异能素..... (161)
原子核的电四极矩	

第七章 放射性

放射性..... (162)	α 衰变..... (171)
原子核衰变..... (162)	α 射线..... (171)
原子核蜕变..... (162)	α 粒子..... (173)
原子核嬗变..... (162)	α 粒子的射程..... (173)
半衰期..... (163)	α 衰变的Q值..... (174)
衰变常数..... (163)	α 粒子的发射..... (176)
衰变分支比..... (164)	α 衰变的禁戒因子
衰变纲图..... (164) (178)
放射系..... (166)	β 衰变..... (178)
连续衰变..... (167)	β 衰变几率..... (180)
放射性平衡..... (169)	β 衰变的Q值..... (181)
放射活度..... (171)	β 衰变能谱..... (182)

β 粒子.....	(183)	γ 跃迁几率.....	(187)
β 粒子的射程.....	(183)	内转换.....	(188)
居里标绘.....	(184)	内转换系数.....	(189)
γ 跃迁.....	(185)	γ 射线的角关联.....	(190)
γ 衰变.....	(185)	穆斯堡尔效应.....	(191)
γ 辐射.....	(186)	放射性测年.....	(193)
γ 射线.....	(186)		

第八章 核 力

核力.....	(195)	镜核.....	(202)
核力的力程和强度		同位旋相似态.....	(203)
.....	(196)	自旋—轨道耦合力	
中心力和非中心力		(204)
.....	(197)	核力的排斥心.....	(204)
交换力.....	(199)	唯象核力.....	(206)
核力的饱和性.....	(201)	单 π 交换势.....	(209)
核力的电荷无关性		单玻色子交换势.....	(210)
.....	(201)		

第九章 原子核结构

原子核结构.....	(211)	(217)
核模型.....	(212)	壳层效应.....	(218)
原子核的液滴模型		球形核.....	(223)
.....	(212)	超重核稳定岛.....	(225)
费密气体模型.....	(213)	对关联.....	(225)
核能级密度.....	(214)	对能.....	(226)
核温度.....	(216)	核结构的BCS理论	
幻数.....	(217)	(227)
原子核的壳层模型		原子核的组态.....	(228)

偶偶核.....	(229)	本体坐标系.....	(238)
奇A核.....	(229)	原子核的转动惯量	
奇奇核.....	(230)	(238)
费密面.....	(231)	转动带.....	(240)
单粒子(空穴)激发		尼耳逊模型.....	(241)
态.....	(231)	高自旋态.....	(243)
形变核.....	(232)	转晕态.....	(243)
核心极化.....	(233)	回弯现象.....	(243)
原子核的集体运动		原子核的集体振动	
.....	(233)	(244)
原子核的集体转动		形变核的振动.....	(245)
.....	(234)	原子核中的声子.....	(245)
形变参数.....	(235)	原子核的综合模型	
原子核的转动自由度		(247)
.....	(236)	相互作用玻色子模型	
转动能级.....	(236)	(248)

第十章 原子核反应

原子核反应.....	(249)	分截面和总截面.....	(255)
核反应中的守恒定律		核反应的微分截面...	(255)
.....	(250)	角分布.....	(256)
反应道.....	(250)	实验室系和质心系	
核反应类型.....	(250)	(256)
核反应Q值.....	(251)	L系和C系的转换关	
实验Q值.....	(252)	系.....	(257)
非相对论Q方程.....	(252)	激发函数.....	(261)
能量角分布.....	(253)	核反应产额.....	(261)
阈能.....	(254)	带电粒子反应产额	
核反应截面.....	(254)	(261)

中子反应产额.....	(262)	裂变中子.....	(271)
细致平衡原理.....	(263)	平均中子数.....	(275)
复合核反应.....	(266)	裂变液滴模型.....	(276)
复合核寿命.....	(266)	链式反应.....	(278)
布居特—威格纳单能		聚变反应.....	(278)
级公式.....	(264)	受控聚变反应.....	(280)
直接核反应.....	(265)	重离子核反应.....	(280)
直接核反应类型.....	(266)	重离子反应特征.....	(281)
光学模型.....	(267)	重离子反应经典近似	
核裂变现象.....	(268)	(281)
自发裂变.....	(268)	重离子反应分类.....	(282)
诱发裂变.....	(270)	重离子反应截面.....	(283)
裂变位垒.....	(271)	全熔合反应.....	(284)
裂变碎片和产物.....	(272)	全熔合截面.....	(284)
裂变碎片质量分布		G—M 模型.....	(285)
.....	(273)	深部非弹性碰撞.....	(287)
裂变碎片总动能.....	(274)	超铀元素.....	(288)

第十一章 基本粒子和中高能核物理

相互作用分类.....	(292)	K介子.....	(296)
高能物理.....	(292)	J/ ψ 粒子.....	(298)
粒子物理.....	(292)	重子.....	(298)
基本粒子.....	(293)	强子.....	(298)
光子.....	(293)	质子.....	(298)
轻子.....	(294)	中子.....	(299)
中微子.....	(294)	核子.....	(299)
μ 子.....	(295)	超子.....	(300)
介子.....	(295)	共振态.....	(300)
π 介子.....	(296)	轻子数.....	(301)

重子数.....	(301)	层子模型.....	(304)
奇异粒子.....	(301)	粒子的味和色.....	(304)
奇异数.....	(301)	量子色动力学.....	(305)
反粒子.....	(302)	中高能核物理.....	(305)
夸克.....	(303)		

第二篇 原子和原子核物理学发展 简史和物理学家简介

第一章 原子和原子核物理学发展简史

- 一、原子物理学发展简史…………… (309)
- 二、原子核物理学发展简史…………… (319)

第二章 原子和原子核物理学家简介

J·道耳顿 …………… (333)	J·B·佩兰 …………… (344)
M·法拉第 …………… (333)	E·卢瑟福 …………… (345)
J·J·巴耳末 …………… (334)	J·斯塔克…………… (346)
D·I·门捷列夫…………… (334)	C·G·巴克拉 …………… (347)
W·C·伦琴 …………… (335)	F·W·阿斯顿…………… (347)
A·H·贝克勒尔 …… (335)	O·哈恩 …………… (348)
J·R·里德伯…………… (336)	A·爱因斯坦 …………… (349)
J·J·汤姆孙…………… (336)	M·劳厄 …………… (350)
M·普朗克 …………… (337)	C·J·戴维孙 …………… (350)
P·勒纳…………… (338)	J·夫兰克…………… (351)
W·H·布拉格…………… (339)	M·玻恩 …………… (352)
W·L·布拉格 …………… (339)	N·玻尔 …………… (353)
W·维恩 …………… (340)	K·M·G·西格班
P·塞曼…………… (341)	…………… (354)
M·S·居里 …………… (341)	G·L·赫兹 …………… (354)
R·A·密立根 …………… (342)	E·薛定谔 …………… (355)
A·索末菲 …………… (343)	H·莫塞莱 …………… (356)
C·T·R·威耳逊 …… (343)	O·斯特恩 …………… (356)

J·查德威克····· (357)	C·D·安德森····· (368)
G·P·汤姆孙····· (358)	朝永振一郎····· (368)
L·德布罗意····· (359)	H·A·贝特····· (369)
A·H·康普顿····· (359)	M·G·迈耶····· (370)
吴有训····· (360)	汤川秀树····· (370)
J·D·考克饶夫····· (361)	王淦昌····· (371)
W·泡利····· (361)	张文裕····· (372)
E·O·劳伦斯····· (362)	坂田昌一····· (372)
R·J·范德格喇夫 ····· (363)	P·库什····· (373)
E·费密····· (364)	吴健雄····· (373)
W·海森伯····· (365)	W·E·兰姆····· (374)
赵忠尧····· (365)	钱三强····· (374)
P·A·M·狄喇克····· (366)	杨振宁····· (375)
E·P·维格纳····· (367)	李政道····· (376)
E·G·塞格雷····· (367)	R·L·穆斯堡尔····· (377)
	丁肇中····· (378)

第三章 原子和原子核物理学大事年表

第三篇 原子和原子核物理学的实验方法

第一章 原子物理中一些基础实验

一、 α 粒子散射实验 (卢瑟福散射实验) ····· (389)	四、电子荷质比····· (393)
二、夫兰克—赫兹实验····· (390)	五、电子电荷····· (395)
三、康普顿散射实验 ····· (391)	六、斯特恩—革拉赫实验····· (396)
	七、戴维孙—革末电子散射实验····· (397)
	八、质谱仪····· (399)

九、电子反常磁矩 (401)	十、质子—电子质量 比..... (403)
-------------------------	---------------------------

第二章 近代光谱学

一、光谱学实验方法 (404)	双光子吸收光谱学 (411)
二、法布里—珀罗干涉仪..... (408)	五、束箔光谱学..... (413)
三、无多普勒展宽的饱和吸收光谱学 (409)	六、能级交叉光谱学方法..... (416)
四、无多普勒展宽的	七、多光束激光激发原子束产生里德伯原子..... (419)

第三章 磁共振

一、顺磁共振..... (421)	验..... (427)
二、核磁共振..... (422)	六、铯束原子钟..... (429)
三、射频光频双共振 (424)	七、光抽运铷频标 (430)
四、光抽运实验..... (426)	八、氢原子激射器频标..... (431)
五、原子束磁共振实	

第四章 原子激发态寿命的测量

一、原子束的瞬时激发法..... (433)	发的快束法..... (436)
二、束—箔法..... (434)	四、电子激发的多道延迟符合法..... (437)
三、突然截断激光数	五、谱线宽度法..... (438)

第五章 辐射源和加速器

一、辐射粒子..... (439)	二、放射源..... (439)
-------------------	------------------

三、粒子加速器……	(446)
-----------	---------

第六章 核辐射探测器

一、气体电离探测器	(453)	四、固体核径迹探测器	(465)
二、半导体探测器…	(458)	五、原子核乳胶……	(465)
三、闪烁探测器……	(462)	六、威耳逊云室……	(466)

第七章 射线谱仪及测量方法

一、脉冲计数系统…	(467)	八、时间谱仪……	(486)
二、射线能谱仪……	(468)	九、 $\Delta E-E$ 计数望远镜……	(487)
三、 α 射线能谱仪…	(472)	十、重离子飞行时间方 法……	(489)
四、 β 射线能谱仪…	(474)	十一、位置灵敏探测 器……	(491)
五、 γ 射线能谱仪 …	(475)		
六、中子探测方法…	(482)		
七、小立体角法测 α 源活度……	(485)		

第八章 一些核技术的应用

一、离子注入……	(494)	六、辐射加工……	(500)
二、离子束分析……	(495)	七、同步辐射……	(501)
三、活化分析……	(498)	八、重离子模拟辐射 损伤……	(502)
四、核谱学方法……	(498)	九、核过滤器……	(503)
五、正电子断层扫描	(500)	十、加速器质谱计…	(504)

第四篇 图表、数据

一、1986年基本物理 常数推荐值……	(508)
------------------------	---------

二、原子在基态时的 电子组态..... (516)	十、部分同位素表 (600)
三、元素周期表..... (523)	十一、部分放射性同 位素表..... (608)
四、能量转换因子... (524)	十二、基本粒子性质 简表..... (612)
五、体内原子的性质 (526)	十三、中子诱发核反 应生产的一些重要的 放射性核素..... (625)
六、稳定原子核基态 性质..... (533)	十四、加速器生产的 一些重要放射性核 素..... (626)
七、原子质量表..... (556)	
八、放射性单位..... (599)	
九、我国电离辐射剂 量标准..... (599)	

第一篇 词 条

第一章 原子的一般性质

原子 atom

“原子”一词来自希腊文，意思是“不可分割的”。早在公元前 5 ~ 4 世纪，古希腊德谟克利特(Democritus)等就提出这一概念，他们认为万物是由大小不同的不可分和不可变的一些基础单元即原子组成的。19 世纪末到 20 世纪初物理学上许多新发现都证实了原子是可以分割的，各种原子有一定的内部结构。原子是组成化学元素的最小单元，原子只不过是物质结构无限可分序列中的一个层次。原子都由带正电的原子核和带等量负电的电子所组成。原子核的电荷量为 Ze ， Z 是原子序数， e 是电子的电荷量。中性原子的电子数等于 Z 。各种原子都有其结构和内在规律，决定其物理、化学性质，并都具有一定的质量和大小，通常用原子质量、原子体积和原子半径来表示。原子的质量很小，如最轻的氢原子(H)质量约为 $1.67372 \times 10^{-27} \text{kg}$ ，而最重的原子质量亦不过约为氢原子质量的二百多倍。各种原子的大小略有差异，但不同原子的半径的数量级均为 $10^{-10} \text{m} \sim 0.1 \text{nm}$ 。

原子物理学 atomic physics

原子物理学是研究原子内部微观结构、运动规律及相互作用的物理学的一个分支学科。原子物理学是从 19 世纪研究物质结构开始发展起来的，特别是 19 世纪末期，光谱实验资料的积累，1895

年到1897年短短三年多的时间内先是伦琴(W·K·Röntgen)发现了X射线,接着贝克勒耳(A·H·Becquerel)发现了天然放射性,再就是汤姆孙(J·J·Thomson)发现电子。这些发现揭示了各种原子内部是有一定结构的,原子并不是不可分和永恒不可变的基础单元,从而揭开了近代原子物理学的序幕。

20世纪初汤姆孙提出原子中的正电荷以均匀的体密度分布在大小等于原子的球体内,而带负电的电子则一粒粒分布在球内不同位置上,称为“葡萄干面包”或“西瓜”式原子结构的模型,很快就被 α 粒子散射实验所否定。1911年卢瑟福(E·Rutherford)根据 α 粒子散射实验存在大角度散射的现象提出了原子的核式结构模型,得到了实验的证实。卢瑟福由此提出原子中电子绕带正电的原子核转动的行星模型。他用经典电动力学去描述这模型,但没有取得成功。按经典电磁理论,电子绕核转动时会损失能量,辐射的频率连续变化使电子运动半径不断减小而直到落入原子核。但事实上原子是很稳定的结构,原子所发射的光谱是线状的而不是连续的。1913年玻尔(N·Bohr)在卢瑟福提出的核模型基础上,结合原子光谱的经验规律、并应用普朗克的量子假设和爱因斯坦的光子假说,提出了关于氢原子结构的量子化假设。玻尔理论在解释氢原子光谱和类氢离子光谱规律方面取得了巨大的成功,是原子结构和原子光谱理论的一个重大进展,在原子物理学的发展中起了很大作用。由于玻尔理论只是经典理论和量子化假设的混合,当对原子问题作进一步研究时,例如谱线强度、偏振以及氦原子等,玻尔理论就显得无能为力。正是这些问题的解决,迎来了量子力学的诞生。

1924年德布罗意(L·V·de Broglie)提出微观粒子具有波粒二象性的假说。1925年海森伯(W·K·Heisenberg)、波恩(M·Born)等人创立了矩阵力学;1926年薛定谔(E·Schrödinger)创立了波动力学,并证明了矩阵力学与波动力学的等价性,是统一量子力学的两种不同描述方式。1928年狄喇克(P·

A·M·Dirac)建立了相对论量子力学。量子力学成为精确描述微观粒子运动规律、研究原子结构和性质的基础理论。用量子力学基本原理及其各种近似方法研究原子的能级、波函数、跃迁几率、相互作用势以及各种碰撞截面,从而说明原子的结构及其运动规律,并对原子光谱、光谱的精细结构、超精细结构、原子的磁矩、塞曼效应、斯塔克效应、帕邢-巴克效应等,量子力学都作出了令人满意的处理。

20世纪30年代后,拉比(I·I·Rabi)等人开创了原子束和分子束对电磁波共振的研究,使原子物理的实验方法有了新的发展。微波射频波段的电子顺磁共振,核磁共振等相继成功。波谱学的发展使超精细结构的测量达到了很高的精度;射频波谱共振实验发现著名的兰姆移位,是对量子电动力学理论的重要验证。波谱学的发展大大推动了原子物理学的发展,导致微波受激发射放大器(Maser)的出现,促进了激光的问世。而激光技术的产生和发展又对原子物理发展起了很大推动作用,发现了许多新现象。原子光谱与激光技术结合实现了光谱在时间、空间上的高分辨率。可以在皮秒(10^{-12} 秒)的时间尺度上研究原子,近几年又开始了飞秒(10^{-15} 秒)瞬态光谱学的研究。强激光与原子的相互作用产生了饱和吸收,双光子、多光子吸收等现象,发展了非线性相干光谱学,形成了激光光谱学。

利用可调谐激光器可以使原子处于特定的高激发态上。对原子高激发态、高电离态结构和行为的研究已是当今原子物理学前沿课题之一。近30年来,除了波谱学和激光光谱学的发展推进了原子物理学的研究外,核物理,基本粒子物理和空间物理的发展不仅为原子物理的研究提供了许多实验技术,如加速器应用,同步辐射等,还由于原子物理与这些学科互相渗透而大大开拓了原子物理学的研究领域。原子碰撞过程,原子高激发、高电离态(特别是里德伯原子态),奇特原子激光光谱学,高精度水平下测量电子反常磁矩和兰姆移位等以验证量子电动力学等方面研究,

都已成为原子物理研究的重要领域。

原子物理学不仅是近代物理学的基础之一，而且是许多其他学科如化学、生物学、空间物理、天体物理等的基础。

原子常数 atomic constant

研究原子结构及其运动规律时常用的一些原子物理学基本常数，统称为原子常数。

例如：

普朗克常数 h ；

基本电荷 e ；

玻尔磁子 μ_B ；

核磁子 μ_N ；

精细结构常数 α ；

里德伯常数 R_∞ ；

玻尔半径 a_0 ；

电子质量 m_e ；

电子康普顿波长 λ_c ；

质子质量 m_p 等。详见1986年基本物理常数国际推荐值表。

原子序数 atomic number

元素在周期表中排列位置的顺序号称为原子序数，以符号 Z 表示，其数值等于原子核内的质子数或中性原子的核外电子数。1913年英国青年物理学家莫塞莱 (H·G·J·Moseley) 系统研究了不同元素X射线特征光谱，发现谱线频率的平方根与原子序数 Z 成线性关系。元素的化学、物理性质随元素原子序数的增加而呈周期性变化。莫塞莱的实验第一次提供了精确测量确定原子序数的方法。

原子质量数 atomic mass number

原子核中含有的质子和中子的总数称为原子质量数，通常以 A 表示。例如碳原子质量数 A 为 12，氧原子质量数 A 为 16，分别用 ^{12}C 和 ^{16}O 表示。

原子量 atomic weight

原子质量单位 atomic mass unit

原子质量 atomic mass

相对的原子质量称为原子量。最早人们用化学方法发现各元素原子质量约为氢原子质量的整数倍。早期用“氧原子”单位作为原子量基准。以氧原子天然同位素 ^{16}O ， ^{17}O ， ^{18}O 混合的平均质量的 $1/16$ 为原子质量单位，得到的原子量称为化学原子量；若以氧原子 ^{16}O 的质量的 $1/16$ 为原子质量单位，得到的原子量称为物理原子量。自 1960 年国际上决定采用核素碳 12 (^{12}C) 原子质量的 $1/12$ 作为原子质量单位 (amu) 的基准，以符号 u 表示， $^{12}\text{C} = 12.000000u$ 。原子量即原子的质量同 ^{12}C 原子质量的 $1/12$ 的比值，是一个无量纲数。例如，氧原子的原子量为 15.9994(3)，氢原子的原子量为 1.00794 (7)。

各元素的原子量与旧的原子量之间满足下列变换关系：

$$\text{amu (化学)} : \text{amu} (^{16}\text{O}) : u (^{12}\text{C})$$

$$= 0.99996 : 0.99968 : 1.00000,$$

$$\text{化学原子量} : \text{物理原子量} : \text{原子量 (相对 } ^{12}\text{C)}$$

$$= 1.00004 : 1.00032 : 1.00000。$$

原子质量的绝对值可以用摩尔（克分子）的概念从原子量求得：

$$\text{一个原子的质量} = \frac{\text{一摩尔物质的质量}}{N_A} = \frac{\text{原子量}}{N_A} (\text{g}), N_A \text{ 为阿}$$

伏伽德罗常数，原子的质量与原子量 N_A 成正比。例如： ^1H 原子

质量为 $1.67372 \times 10^{-27} \text{kg}$, ^{12}C 原子质量为 $19.9447 \times 10^{-27} \text{kg}$, ^{16}O 原子质量为 $26.5676 \times 10^{-27} \text{kg}$ 。利用质谱仪可以精确测定各种原子的质量。

一个原子质量单位满足下列关系:

$$\begin{aligned} 1u &= 1/N_A g = 1.6605402(10) \times 10^{-27} \text{kg} \\ &= 931.49432(28) \frac{\text{MeV}}{c^2}, \end{aligned}$$

式中 MeV 是能量: 兆电子伏特, c 为光速 (根据质能关系式: $E = mc^2$)。

原子体积 atomic volume

如果以一摩尔原子的元素处在固态时的体积表示原子的体积, 以 V_{mol} 表示。它等于原子量 M 与该元素处在固态时的密度 ρ 之比:

$$V_{\text{mol}} = \frac{M}{\rho}$$

单个原子所占据的空间体积 V_0 等于原子体积除以阿伏伽德罗常数 N_A :

$$V_0 = \frac{V_{\text{mol}}}{N_A} = \frac{M}{\rho N_A}$$

也可通过 X 射线衍射测定晶格常数等实验方法估算单个原子所占据的空间, 其数量级为 10^{-30}m^3 。由于原子中的电子具有波动性, 其分布没有明确的边界, 但可近似地反映原子的大小。原子体积随原子序数 Z 的变化具有周期性质。

原子半径 atomic radius

原子大小 atomic size

由于原子中最外层电子分布没有明确的边界, 因此原子半径 (即原子大小) 没有严格的意义。通常把分子或晶体中距离最小的两个相同原子的中心间距的一半作为原子半径。由晶体中单个

原子所占的体积可估算原子的半径： $V_0 = \frac{4}{3}\pi r^3 = \frac{M}{\rho N_A}$ ，式中 M 为原子量， ρ 为原子的质量密度， N_A 为阿伏伽德罗常数， r 为原子半径。上式可写为：

$$r = \sqrt[3]{\frac{3M}{4\pi\rho N_A}}。$$

原子半径还可以从范德瓦耳斯方程中常量 b ($b = 4N_A V_0$)；从平均自由程 λ ，单位体积原子数 n 与原子半径的关系 ($\lambda = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi r^2 n}$)；从X射线衍射测量晶格常数及其他实验方法求得。实验和理论计算结果表明，原子半径的数量级为 10^{-10}m ，这近似地反映了原子的大小。

原子频率 atomic frequency

晶格中原子的固有振动频率。

原子单位 atomic unit

理论物理中应用的一种单位制。在研究原子结构及其运动规律时，为避免计算公式的表达过于冗繁，常使用原子单位。在此单位制中，在计算过程中，普适常数 e (电子电荷)、 m_e (电子质量)、 \hbar (普朗克常数 h 除以 2π) 均取等于 1，而在最后结果中，根据物理量的量纲而加上相应的单位。常用的原子单位是：

1. 电荷单位：电子电荷 e ；
2. 质量单位：电子质量 m_e ；
3. 长度单位：第一玻尔轨道半径 $a = \hbar^2/m_e e^2$ ；
4. 速度单位：第一玻尔轨道上的电子速度 $v_0 = e^2/\hbar$ ；
5. 动量单位：第一玻尔轨道上的电子动量 $p_0 = m_e v_0/\hbar = m_e v_0$ ；
6. 能量单位：氢原子的电离电势能的两倍 $m_e e^4/\hbar^2 = p_0^2/m_e$ ；

7. 时间单位: $a/v_0 = \hbar^2/m_e e^4$;
8. 电场单位: $e/a = m_e e^3/\hbar^2$;
9. 电场强度单位: $e/a^2 = m_e^2 e^5/\hbar^4$;
10. 频率单位: $v_0/a = m_e e^4/\hbar^3$ 。

电子 electron

最早发现带有单位负电荷的一种基本粒子。英国物理学家汤姆孙 (J.J. Thomson) 在研究了阴极射线在磁场和静电场作用下的偏转和测定了阴极射线中粒子的电荷与质量之比后于1897年提出阴极射线是由质量比氢原子小得多的带负电的粒子组成, 导致了电子的发现(这是原子具有内部结构的有力证据)。电子带负电, 电量为 $e = 1.60217733(49) \times 10^{-19}$ C(库仑), 是电量的最小单元。可由油滴实验来测定, 也可用 X 射线衍射的方法, 测定原子间距以求得原子数密度, 结合运用法拉第常数就能得到 e 的准确值。根据电子电荷及荷质比的准确测量, 可求得电子的质量。电子的质量比原子核的质量小得多, 与质子相比, 电子的质量约为质子质量的 $1/1836$ 。电子的静止质量 $m_e = 9.1093897(54) \times 10^{-31}$ kg。所有的原子都是由一个带正电荷的原子核和若干带负电荷的电子组成。电子围绕原子核而运动, 其数目与核内质子数相等 (等于原子序数 Z)。当电子运动的速度 v 很高时, 其质量按狭义相对论, 随速度而变化:

$$m = m_e / \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

式中 c 为光速。

电子还具有自旋角动量和自旋磁矩。1925 年 乌伦贝克 (G. E. Uhlenbeck) 和古兹密特 (S. A. Goudsmit) 提出了电子自旋的假设, 电子具有 $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$ 的自旋角动量, 自旋量子数为 $1/2$ 。由于自旋运动, 电子也具有与自旋角动量相联系的磁矩, 其值为一

一个玻尔磁子 ($\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$)。电子具有自旋和磁矩的假设成功地解释了许多原子光谱数据及反常塞曼效应。1928年狄喇克 (P·A·M·Dirac) 提出的电子的相对论波动方程, 从理论上直接得出电子存在自旋运动和磁矩的结论。精确测量实验中发现电子磁矩值偏离一个玻尔磁子, 差值 a_e 称为反常电子磁矩。最近对单个电子测量结果给出:

$$\mu_e = (1 + a_e)\mu_B$$

$$a_e = 0.001159653193(10)$$

反常磁矩是由于电子与自身辐射场相互作用的结果, 可用量子电动力学来解释。

电子不仅具有粒子性, 从电子衍射实验还证实了电子具有波动性。

电子的“尺寸”是非常小的, 一般情况下, 都可以视作点电荷。电子是否有结构是目前实验物理学多年探索的问题, 目前的结果是: 用高能正负电子对撞机研究电子散射在 10^{-14}m 范围内还是点电荷。或许在距离小于某一极限时会发现电子结构。

根据基本粒子的分类, 电子属于轻子。电子与其它粒子的相互作用是弱相互作用和电磁相互作用。

金属导线中电流的产生就是电子定向运动的结果。一安培电流相当每秒通过 6.24×10^{18} 个电子。电子管, 阴极射线管, 电视映像管等各种电子器件都是电子流的作用。

电子经典半径 electron classical radius

设电子为半径 r 的球体, 如电荷分布在球壳上, 用经典静电学公式可计算静电能:

$$E = \frac{1}{2} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

令此静电能等于电子的静止质能: $E = m_e c^2$, 式中 c 为光速。可由此估算电子经典半径:

$$r = \frac{1}{2} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$$

如对电子内的电荷分布采用不同模型（例如用体内连续分布代替上述表面电荷），就可得到与上述结果稍有不同的数值系数。上

式中 $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$ 具有典型的意义，它代表从经典理论计算出的电子半径的一般量级，因此通常定义电子经典半径 r_e ，

$$r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} = 2.81794092(38) \times 10^{-16} \text{ m}$$

价电子 valence electron

原子的最外层电子。这些电子参与化学反应和形成化学键，决定元素的化学和物理性质。

自由电子 free electron

原子结合组成金属晶体中，正离子不能相互移动，而在通常情况下某些价电子可以脱离原子的束缚，在晶体点阵中自由移动，我们把这些能在金属内部自由运动的电子称为自由电子。由于金属内部存在自由电子，金属就成为良导体。如果有外电场存在，自由电子就沿一定方向移动形成电流。

正电子 positron

是电子的反粒子。除了其电荷为正电外，其它性质均和电子完全相同。1928年，狄喇克预示电子有反粒子存在。1931年，安德森(C·D·Anderson)在用云室观测宇宙线时发现了正电子。

电子对产生 electron-positron pair production

电子对湮没 electron-positron pair annihilation

正负电子对可以在碰撞过程中由其他粒子转化而产生出来，

称为电子对产生。当 γ 射线光子的能量大于一个电子和一个正电子的静质量能的总和 ($2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$) 时, 光子与原子核碰撞可产生正负电子对。能量足够高的带电粒子的相互碰撞也可以产生正负电子对, 但产生几率要小些。

反之, 电子与正电子碰撞后同时成对湮没而转化为其他粒子的过程, 称为电子对湮没。电子对湮没后可放出两个 γ 射线的一对光子, 有时也可放出三个光子, 这与电子对自旋的相互取向有关。这种同时产生或湮没的一个电子和一个正电子总称为电子对或电子偶。

元素周期表 periodic table of elements

周期律 periodic law

元素按原子序数的顺序排列并反映元素物理和化学性质的周期性变化特性的表称元素周期表。

历史上最早提出较完整的元素周期表, 是俄国化学家门捷列夫 (Д.И. Менделеев) 于1869年—1871年根据 63 种元素的原子量顺序排列的, 它反映了元素物理性质和化学性质的周期性变化。原子的基本性质决定于它在周期表中的位置。他预言了表中三个尚未发现元素空位的位置, 不久镓、铟、锗等三元素都先后被发现。1913 年, 英国青年物理学家莫塞莱指出元素的原子序数应是该元素原子核的电荷数, 即核外电子数。元素周期表按原子序数的顺序排列使氩 (Ar) 与钾 (K)、钴 (Co) 与镍 (Ni)、碲 (Te) 与碘 (I) 等三处的位置颠倒得以纠正。元素周期表反映了原子内电子排列的周期性, 因此对原子结构理论的建立和发展起了重大作用。

元素周期表中将元素分为七个周期, 九个族。同一周期内的元素按原子序数排列, 同族诸元素的物理、化学性质相似。第一周期只有 2 个元素; 第二和第三周期各有 8 个元素; 第四和第五

周期各有18个元素；第六周期有32个元素；第七周期有6个天然元素和15个用人工方法得到的超铀元素。未滿部分待续。

元素的化学和物理性质随原子序数的周期性变化称为元素的周期律。门捷列夫曾准确预言过一些当时尚未发现的元素的存在和性质。1916~1918年,玻尔首次对周期律给予物理解释,并把元素按电子组态的周期性排列成表,预言了未发现的第72序号元素的性质应该类似于锆。1922年在丹麦哥本哈根玻尔研究所,从锆矿中发现了这一元素,并定名为铪(Hf)。1925年泡利提出不相容原理后,人们才认识到元素的周期性规律是基态原子电子组态的周期性的反映,而电子组态的周期性则与特定电子壳层的可容性相联。从而用原子壳层结构的物理图象说明了诸如化合价、原子半径与原子体积。原子光谱、电离能、金属性与非金属性等等化学、物理性质的周期性。周期律推动了对元素及化合物性质的系统研究,成为现代有关物质结构理论发展的基础。

原子实 atomic kernel

原子由原子核与核外电子组成。核外电子中的价电子处在较大的轨道上运动,容易离开原子。其余完整(滿)壳层的电子围绕着原子核运动,并与原子核形成一个完整稳固结构的系统,称为原子实。例如钠原子的原子实由原子核和10个处于主量子数 $n=1$ 和 $n=2$ 壳层的电子组成,价电子只能处在从 $n=3$ 起的轨道上。

氢原子 hydrogen atom

氢原子由带有一个单元正电荷的原子核(即质子)和一个电子组成。是元素周期表中排列在第一个位置的元素。以符号 ${}^1_1\text{H}$ 表示,质量数为1,原子量为1.00794(7),质量为 $1.67357 \times 10^{-27}\text{kg}$,是最轻的原子。在天然氢中有两种同位素,其中第一种是普通氢 ${}^1_1\text{H}$,占99.986%;另一种是氘。氢原子是最简单的原子,它的薛定谔方程可以严格求解。氢原子理论还是了解复杂原子结

构的基础。

单电子原子 one-electron atom

由一个原子核和一个电子构成的原子。例如氢原子就是单电子原子。类氢离子也是原子核外边只有一个电子的单电子原子体系，但原子核带有大于一个单元的正电荷，如氢离子 He^+ ，锂离子 Li^{++} ，铍离子 B^{+++} 等。玻尔理论能成功地用于氢原子和类氢原子体系。

氘 deuterium

重氢 heavy hydrogen

氘即重氢，是氢的同位素。以符号 ^2H 或 D 表示。1932年尤雷（H·C·Urey）通过氢与氘光谱实验研究测定其双线波长差而发现的。其原子核包括一个中子和一个质子，质量数为2，原子量为2.014741(6)，沸点为 -249.5°C 。化学活性较氢 ^1H 稍差，与氧化合而成重水（ D_2O ）。重水中存在大量氘，而在天然氢中同位素 ^1H 占0.014%。人工加速的氘核能参与许多核反应，在热核反应过程中释放出巨大的能量，是极有前途的能源。

重水 heavy water, deuterioxide

普通水中的氢被氘所代替，就形成重水。分子式为 D_2O ，分子量为20.02948。在天然水中约只有0.014%的重水。其物理性质与普通水有差别：在 25°C 时比重，重水为1.1079（普通水为1），沸点为 101.42°C （普通水为 100°C ）；冰点为 3.82°C （普通水为 0°C ）； 0°C 时介电常数为80.7（普通水为81.5），许多化学反应进行的速度在重水中比普通水慢得多，一些核反应堆中以重水作中子缓速剂和热核反应中的 D^+ 源。

正氢 orthohydrogen

仲氢 parahydrogen

氢分子中的两个质子其自旋处于平行的状态称为正氢，是三重态。氢分子中的两个质子其自旋处于反平行的状态称为仲氢，是单一态。在一般情况下正氢与仲氢不能互相转变，只能混合在一起。

氦原子 helium atom

氦原子由原子核内两个质子和两个中子及核外两个电子组成，以符号 ${}^4\text{He}$ 表示。其质量数为4，原子序数 $Z=2$ ，原子量为4.002602(2)，质量为 $6.646482 \times 10^{-27} \text{ kg}$ 。氦原子最外壳层全部被电子充满，构成完整的壳层结构，其化学性质最稳定，为惰性气体，具有很高的电离电势(24.47V)。卢瑟福和他的学生经过十年的努力，终于在1908年直接证明了放射性物体中发射出来的 α 粒子就是氦原子核。氦原子是最简单的多电子原子。

仲氦 parahelium

正氦 orthohelium

氦原子中的两个电子其自旋处于反平行的一种状态，称为仲氦，自旋量子数 $S=0$ ，为单一态。而氦原子中的两个电子其自旋处于平行的状态则称为正氦，自旋量子数 $S=1$ 。根据电偶极辐射选择定则，在仲氦与正氦这两种状态间不能产生跃迁，但如利用电子或其它原子的碰撞可能实现这种跃迁。

X射线 X-ray

伦琴射线 Röntgen ray

X射线又名伦琴射线，是伦琴(W·K·Röntgen)在1895年

发现的，开始不知其本质，故称为X射线。现已知X射线是核外电子产生的短波电磁辐射，波长通常在 10^{-3}nm 到 1.0nm 范围，比 0.1nm 短的常称硬X射线，比 0.1nm 长的称软X射线。

X射线穿透力强，并且波长愈短，穿透力愈强。它能引起荧光和照相乳胶感光；具有使气体发生游离等特性。大剂量X射线长时间照射对人体是有害的，波长较长的射线容易被吸收，因此对人体的影响更大，应注意防护。例如可用一定厚度的原子序数Z大的铅、铁等阻挡板，利用其原子吸收系数与 Z^4 成正比的特性对人体进行有效防护。

X射线通常是由高速电子在真空中撞击靶而获得。一般用X射线管来产生，也可用高能电子加速器产生，波长可以极短，达 10^{-6}nm 。

X射线的波长一般用晶体衍射来测定。X射线可用照相感光、电离室和计数器等器件来探测。X射线在医疗和工业生产中有重要应用。X射线在研究原子结构、晶体结构等方面都起了重要的作用。X射线的发现与相继的放射性和电子的发现一起，揭开了近代物理学的序幕。

放射性元素 radioactive element

天然放射性元素 natural radioactive element

人工放射性元素 artificial radioactive element

某些元素的原子核很不稳定，能自发地放射出各种射线，自发地衰变为另一种原子核。这种具有放射性的元素称为放射性元素。1896年法国物理学家贝克勒尔（A·H·Becquerel）发现铀元素的放射性，标志着原子核物理学的开始，对原子物理学的发展起了重大的作用。自然界中存在40余种放射性元素，如钍、镭、钋、钷等，它们具有穿透力强，使气体电离，使照相底片感光，使荧光物质发光等放射性特性。这些现象都是由于放射性元素衰变

过程所发射的 α 、 β 、 γ 射线造成的。 α 射线是由氦核组成，具有很强的电离作用，贯穿本领小； β 射线是快速电子组成，具有较大穿透本领； γ 射线是由光子组成，贯穿本领最大，但电离作用最小。

自然界天然存在的放射性元素称为天然放射性元素。用人工方法制成的放射性元素称为人工放射性元素，可通过不同的核反应过程获得。

折合质量 reduced mass

约化质量 reduced mass

研究两物体相互作用，例如电子绕原子核运动时，引入质心坐标系一个假想质点的质量来描述。力学定律已证明：两个质点系统的运动可以用一个假想质点的运动来代替。这个假想质点离质心的距离正好等于两质点间的距离。它的质量 μ 称为折合质量或约化质量。可表为：

$$\mu = \frac{mM}{m+M}$$

式中 M ， m 分别是原子核和电子的质量。

玻尔原子 Bohr atom

符合玻尔假设和玻尔理论的原子。

见“玻尔假设”，“玻尔理论”。

亚稳原子 metastable atom

处于亚稳态的原子。见“亚稳态”。

里德伯原子 Rydberg atom

电子被激发到主量子数 n 非常大的高激发态的原子称为里德伯原子，其能级结构可由里德伯能级公式来描述。日前通过射电天文观测已发现 $n \approx 350$ 的巨大原子。在实验室中已能制备出 $n \approx 105$

的氢原子和其它原子的里德伯原子。激光光谱学技术的发展给里德伯原子的研究带来了新的进展，用可调谐激光作多光子吸收是目前产生里德伯原子最有效的方法，它具有选择激发的优点。

在里德伯原子中，当只有一个外层电子处于高激发态时，它离原子实很远，原子实对它的静电库仑作用就如同一个点电荷 $(+e)$ ，因此任何原子，当它的一个价电子被激发到高激发态而形成里德伯原子时，都可近似地视为类氢原子，从而可将复杂的多体问题简化为单电子问题并用单电子原子的量子力学方法处理。处在高激发态的氢原子是最简单的里德伯原子。

里德伯原子具有一系列奇特的性质：诸如很容易被电离，结合能小；由于原子半径与 n^2 成正比，其尺寸可达微米级，比基态原子大十万倍，又称为“巨原子”；寿命很长，可达秒量级；还能观测到室温黑体辐射对高激发态原子寿命的影响等。关于里德伯原子与其他原子、分子的碰撞性质，极化性质，多光子电离性质，精细和超精细结构等都正在进一步研究中。里德伯原子的特殊性能在射电天文学、新型激光器等领域中都有重要的应用。

电子偶素 positronium

1951年由道许(M·Deutsch)发现的，它由一个正电子和一个电子组成，绕着它们共同的质心运动，象双星。电子偶素没有原子核，是一种特殊原子，质量 $=2m_e$ (m_e = 电子质量)，为氢原子的 $1/920$ 。电子偶素原子态有两种：一种是正电子，负电子自旋处于平行状态，称为三重态电子偶素，其寿命约为 $1.4 \times 10^{-9}s$ ，湮没时发射出三个光子；另一种是正电子，负电子自旋处于反平行状态，称为单一态电子偶素，其寿命更短，约为 $1.25 \times 10^{-10}s$ ，湮没时发射出两个光子。

奇特原子 exotic atom

强子原子 hadronic atom

轻子原子 leptonic atom

原子中的一个电子被一个带负电的轻子（弱相互作用粒子）或强子（强相互作用粒子）所代替时，这样的原子就称为奇特原子。奇特原子一般用俘获法产生，当高能加速器产生的高速带负电的粒子，在物质中减速慢化而被原子核的库仑场所俘获时形成的。也可用重粒子衰变一次直接产生。奇特原子是类氢原子体系，但具有很大能量和短暂寿命，基态不稳定。人们已观察到多种奇特原子，例如 μ^- 子原子， π^- 介子原子， K^- 介子原子， Σ^- 超子原子，反质子原子等，其中 μ^- 子原子由电磁相互作用形成，称为轻子原子；后四种原子由电磁和强相互作用形成，又称强子原子。

μ 原子 muonic atom

即 μ^- 子原子。由 μ^- 子取代普通原子中一个电子形成 μ^- 子原子。是最早发现的奇特原子的一种，属轻子原子。 μ^- 子质量为电子质量的206.8倍，其特征如同一个重电子，半衰期为 2.2×10^{-6} s。它们能在衰变前被原子核所俘获进入原子轨道取代电子绕原子核运动。我国物理学家张文裕在1948年在云室中最早发现 μ^- 子原子能级之间跃迁时放出的特征光子，开拓了奇特原子研究的新领域。 μ 原子跃迁产生辐射光频率在X射线谱区。与高激发态里德伯原子相反， μ 原子具有极小的半径，极端情况与原子核大小有相同量级。因此与电子相比较， μ^- 子离原子核近得多，结合能和激发能也大得多。 μ^- 子原子可作为研究核物质的一种十分有用的探针，对核性质的研究具有重要意义。 μ^- 子又和电子一样没有强相互作用，所以也是研究原子结构的重要工具。

第二章 原子结构

原子模型 atomic model

描述原子中正、负电荷分布情况的原子结构的模型。20世纪初汤姆孙首先提出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分布在球内的不同位置上，分别以某种频率振动着，从而发出电磁辐射的原子结构模型，这个模型很快就被 α 粒子散射实验结果所否定。1911年卢瑟福根据 α 粒子散射实验的结果，提出：原子是由原子中带正电部分集中在约占原子大小万分之一的中心体——原子核内，并占有原子的绝大部分质量，它和核外电子构成原子，这种原子模型称为原子的核式结构模型。从这个模型导出的结论同其他实验结果相符合，为人们所接受。但在经典力学范围内，无法解释原子的稳定性和原子所发射的光谱是线状的而不是连续的。1913年波尔在原子的核式结构模型基础上，结合原子光谱的经验规律，应用普朗克1900年提出的量子假说和爱因斯坦1905年提出的光子假说，提出了原子结构的新假设——玻尔量子化假设，建立发展成为玻尔原子模型(即卢瑟福——玻尔原子模型)，成功地解释了氢原子和类氢离子光谱等原子现象。玻尔原子模型打开了人们认识微观世界的大门，使原子物理学开始了新篇章，促进了量子理论的发展和量子力学的诞生。直到1924—1926年，德布罗意(L·V·de Broglie)、薛定谔(E·Schrödinger)、海森伯(W·Heisenberg)、玻恩(M·Born)、狄喇克(P·A·M·Dirac)等建立了新的量子理论——量子力学。它能更好地解释原子现象，使

原子模型得以进一步充实、完善。

汤姆孙原子模型 Thomson atomic model

汤姆孙 (J.J. Thomson) 在1897年发现电子之后,在1904年对原子中正、负电荷如何分布,提出了一种原子模型。汤姆孙认为:原子中的正电荷连续均匀分布在原子球体内,而电子则嵌在其中。形象地类比为葡萄干嵌在蛋糕上(果子面包式或西瓜模型),如图1-2-1所示。原子球的半径约为 10^{-10}m ,每个原子的正负电荷总量相等。电子在其平衡位置上作简谐振动并发射电磁辐射。根据汤姆孙原子模型,氢原子只有一个远紫外发射频率,

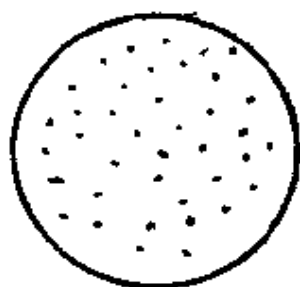


图 1-2-1

与实验观察到大量不同频率的氢原子光谱相矛盾。1903年勒纳 (P. Lenard) 从电子在金属膜上的散射实验中发现高速电子很容易穿透原子,原子似乎是十分空虚的,并不像具有 10^{-10}m 那样半径的实体球,显示了汤姆孙原子模型的困难。 α 粒子散射的实验则否定了汤姆孙原子模型,从而导致1911年卢瑟福提出原子的核式结构模型。

原子的核式结构模型 atomic nuclear structure model

卢瑟福的核原子模型 nuclear atom model of Rutherford

卢瑟福根据 α 粒子的散射实验结果,于1911年提出了原子的核式结构模型。这种模型认为原子中的全部正电荷 Ze (Z 为原子序数, e 为电子电荷)和原子的绝大部分质量都集中在极为微小的中心——原子核中,它的尺度只有原子的万分之一,半径约为 10^{-14}m ,原子核所占体积与原子体积相比是非常小的。原子是由原子核和一些核外电子构成的,核外电子的数目为 Z ,它分布在核外半径为 10^{-10}m 的区域内,这就是卢瑟福的核原子模型,如图

1-2-2所示。这种原子的核式结构模型为实验所证实，它对原子物理学的发展起了重大作用。正是由于经典力学范围内电子轨道运动无法解释原子的稳定性，才导致玻尔提出背离经典物理学的量子假设而成为量子力学的先驱。

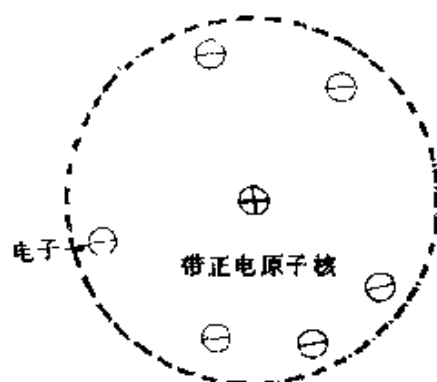


图 1-2-2

有效截面 effective cross section

原子物理学中表征原子碰撞散射几率的物理量。通常利用瞄准距离 b 为半径的圆面积 $\sigma = \pi b^2$ 代表散射粒子的有效截面，在原子对 α 粒子的散射实验中，可以证明 α 粒子的路径是双曲线， b 与散射角 θ 有对应关系：

$$\cot \frac{\theta}{2} = 4\pi\epsilon_0 \cdot \frac{Mv^2}{2Ze^2} b$$

式中 M 是 α 粒子的质量， v 为 α 粒子运动的速度。对某一 b ，有一定的 θ ， b 愈小， θ 愈大（图1-2-3）。有效截面表示入射粒子通过只含有一个散射原子的薄靶层时所受到的散射几率。如果垂直于入射方向的薄膜层内含有 N 个原子，则有效截面的总和为 $N\sigma$ 。

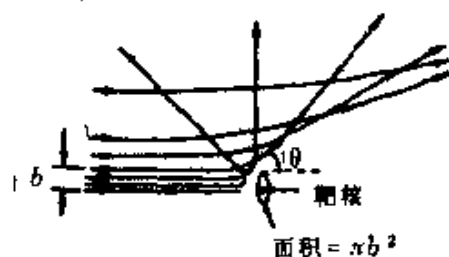


图 1-2-3

微分截面 differential cross section

卢瑟福的散射公式中给出沿某一给定方向的有效截面，称为微分截面 $d\sigma$ 。瞄准距离在 b 和 $b + db$ 之间的 α 粒子，散射后必定在 θ 和 $\theta + d\theta$ 之间，如图1-2-4(a)所示。微分截面可表为：

$$d\sigma = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left(\frac{Ze^2}{Mv^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4(\theta/2)}$$

是 α 粒子散射到 θ 到 $\theta + d\theta$ 之间一个立体角 $d\Omega$ 内每个原子的有效散射

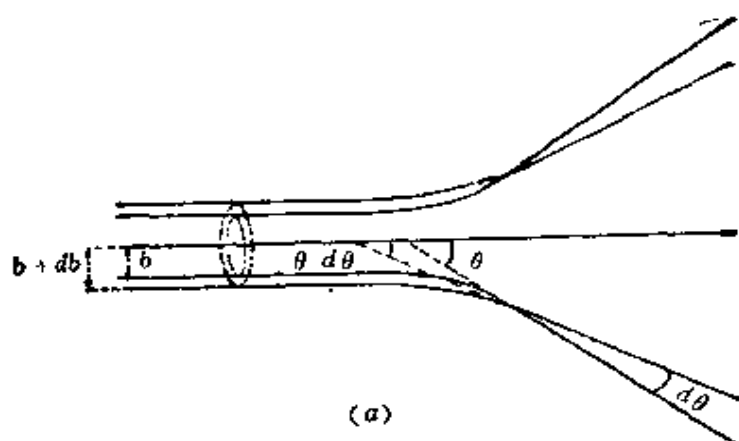


图 1-2-4 (a)

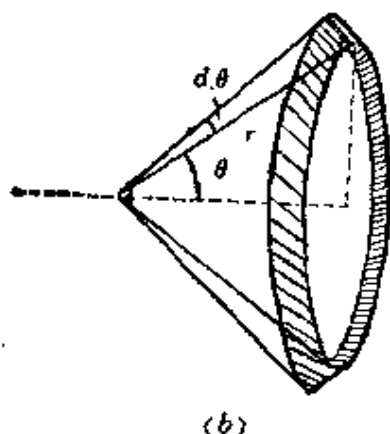


图 1-2-4 (b)

截面。如图 1-2-4(b) 所示： $d\Omega = \frac{2\pi r \sin\theta \cdot r d\theta}{r^2} = 2\pi \sin\theta d\theta$ ， Z 是原子序数， M ， v 分别为 α 粒子质量与速度， e 是电子电荷。

卢瑟福散射公式 Rutherford scattering formula

卢瑟福分析了 α 粒子散射实验结果，在 1911 年提出原子的核式结构模型。根据 α 粒子散射的理论模型，可推出著名的卢瑟福散射公式：

$$d\sigma = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \left(\frac{Ze^2}{Mv^2}\right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4(\theta/2)}$$

式中 $d\sigma$ 是 α 粒子散射到 θ 与 $\theta-d\theta$ 之间一个立体角 $d\Omega$ 内每个原子的有效散射截面（微分截面）。为了与实验结果相比较，上式可改写为：

$$\frac{dn}{d\Omega} \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right) = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 Nnt \left(\frac{Ze^2}{Mv^2}\right)^2$$

式中 N 是金属箔单位体积原子数， n 是入射 α 粒子数目， t 为薄膜厚度， dn 是散射 α 粒子数。从上式可得到下列四种关系：

1. 用同一 α 粒子源和同一散射物，改变散射角 θ ，

$$\frac{dn}{d\Omega} \sin^4(\theta/2) = \text{常数}$$

2. 用同一 α 粒子源和同一种材料的散射物, 在同一散射角, 改变散射物厚度 t ,

$$\frac{dn}{d\Omega} \propto t$$

3. 用同一散射物, 同一散射角, 改变 α 粒子速度,

$$\frac{dn}{d\Omega} v^4 = \text{常数}$$

4. 用同一 α 粒子源, 在同一散射角, 对同一 Nt 值,

$$\frac{dn}{d\Omega} \propto Z^2$$

对从卢瑟福公式得出的这四个结论, 盖革和马斯顿于1913年在实验中得到了完全证实, 当时对第四个结论中 Z 值未能准确测定; 1920年, 查德维克(J. Chadwick)改进了实验装置, 用卢瑟福公式首次直接从实验测定了铜、银、铂的 Z 值, 证明了原子的电荷数等于元素的原子序数, 从而进一步证明了卢瑟福公式的正确性。

原子的行星模型 atomic planetary model

这种模型认为原子由一个带正电的原子核和核外电子组成, 电子围绕原子核运动, 如同行星绕太阳运动一样, 所以称为原子的行星模型。按照经典电动力学的规律, 带电粒子在电场中作加速运动时有电磁辐射损失, 且辐射能量是连续变化的, 行星模型无法解释原子的稳定性和原子光谱不连续的实验事实。

玻尔假设 Bohr postulates

玻尔原子模型 Bohr atomic model

玻尔频率条件 Bohr frequency condition

1913年玻尔(N. Bohr)在卢瑟福原子的核式模型和普朗克

量子假说基础上，以原子的稳定性和原子所发射的线状光谱实验事实为依据，提出了原子的量子理论的两个基本假设，称为玻尔假设：

1. 原子体系只能处在一系列能量分立的，满足一定量子条件的稳定状态（称为定态）的轨道上，处在这些稳定状态的原子不辐射。如电子以圆形轨道围绕原子核转动，其角动量等于 $h/2\pi$ 的整数倍时： $L = nh/2\pi$ ，原子是稳定的。其中 $n = 1, 2, 3 \dots$ 是正整数，称为量子数， h 为普朗克常数。

2. 原子从能量为 E_n 的定态跃迁到另一能量为 E_m 的定态时，将伴随频率为 ν 的光子的发射或吸收，其频率和所发射或吸收的能量之间满足下列关系：

$$h\nu = E_n - E_m$$

这关系式称为玻尔频率条件。

玻尔在经典力学的基础上，根据实验事实，首先提出了原子中量子化规律，较正确地反映了微观客体的普遍规律，使原子理论得到很大发展，在原子物理学的进展中起了承前启后的重要作用，在玻尔理论问世后12年，一门描述原子现象的微观物理体系的理论——量子力学就诞生了。

玻尔原子模型认为原子是由带正电荷 Ze 的原子核和 Z 个核外电子所组成，电子与核之间的相互作用主要是库仑力，电子围绕着原子核作圆轨道运动，但其轨道不是任意的，电子只能沿一些分立的满足一定量子条件的轨道上运动，且不产生电磁辐射，当电子从一个轨道跃迁到另一个轨道时，会以辐射形式放出或吸收能量，构成原子光谱。玻尔在此独创性地把普朗克常数 h 引入了原子领域，这种模型对氢原子的光谱的解释取得了极大的成功，首次精确地推出了里德伯常数公式，是原子物理学的重大进展。

玻尔氢原子理论 hydrogen atom theory of Bohr

玻尔理论 Bohr theory

玻尔在卢瑟福的核原子模型和普朗克的量子概念基础上，根据原子光谱的经验规律，于1913年提出了阐述原子结构的半经典半量子理论，称为玻尔氢原子理论（简称玻尔理论），它以玻尔两个基本假设为基础。玻尔理论认为：原子中的电子在原子核的库仑力场中只能在一系列无辐射的定态轨道上运动，这些分立的轨道称为玻尔轨道。如电子以圆形轨道围绕原子核转动，其角动量 L 等于 $h/2\pi(\hbar)$ 的整数倍时，即满足量子化条件：

$$L = nh/2\pi = n\hbar, \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (1)$$

原子呈稳定状态，不辐射能量。对应于每一个定态的轨道，原子具有一定的能量，这些分立的能量值组成原子的各个能级。当原子从一个定态能级跃迁到另一个定态能级时，将伴随频率为 ν 的辐射（发射或吸收）。若用波数 $\tilde{\nu}$ （ $\tilde{\nu} = \frac{\nu}{c}$, c 为真空中光速）表征该辐射：

$$\tilde{\nu} = \frac{2\pi^2 me^4 Z^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 h^3 c} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (2)$$

式中 m 为电子的质量， e 为电子的电荷， n_1, n_2 是表征两个稳定态的主量子数， Z 是原子序数。

玻尔根据其假设，计算了氢原子在各稳定态中的电子轨道和能量，得到氢原子的分立轨道半径——玻尔轨道半径为： $r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2 n^2}{4\pi^2 m e^2 Z}$ ， $n = 1, 2, 3 \dots$ ，其中氢原子最小的第一玻尔半径 $r_1 = 0.529177249(24) \times 10^{-10} \text{ m}$ （ $n = 1, Z = 1$ ）。当 $n_2 = 2, n_1 = 3, 4, 5 \dots$ 时，（2）式变为：

$$\tilde{\nu} = \frac{2\pi^2 m e^4 Z^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 h^3 c} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (3)$$

这正是1885年巴耳末（J.J. Balmer）首先提出的氢原子巴耳末公式。等式中常数因子 $\frac{2\pi^2 m e^4 Z^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 h^3 c}$ 等于里德伯常数 R ，玻尔利用当时已知的 m, e, h, c 的值，求得 R 的值与当时光谱测定之值比

较，符合得较好。玻尔理论正确导出了巴耳末公式，给出里德伯常数公式，明确预言了赖曼 (Lyman)，布喇开 (Brackett)，芬德 (Pfund) 等线系的存在，在解释氢原子光谱上获得了巨大的成功。玻尔理论还成功地解释了类氢离子光谱。玻尔提出的微观体系特有的量子规律——原子体系内部存在稳定的量子态，能量量子化理论已为光谱实验，夫兰克 (J. Franck)——赫兹 (G. Hertz) 实验等所证实。玻尔理论对原子物理学的发展起了重大作用，但它对稍复杂一些的原子，如氦原子和碱土金属光谱以及光谱线的强度，偏振等问题却无能为力，正是这些困难，迎来了描述微观原子现象的新量子理论——量子力学的诞生。

玻尔轨道 Bohr orbit

玻尔半径 Bohr radius

按照玻尔理论，原子中电子绕核作圆周运动的定态轨道必须满足角动量为 \hbar 的整数倍，这些分立轨道称为玻尔轨道。玻尔轨道的半径 r_n ：

$$r_n = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{4\pi^2e^2mZ}n^2, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

氢原子中最小的第一玻尔半径 $r_1 = a_1 = 0.529177249(24) \times 10^{-10} \text{m}$ ($n=1$)，称为玻尔半径。第二轨道半径比第一轨道半径大四倍，第三轨道半径比第一轨道半径大九倍 ($r_2 = a_1 n^2 = 4r_1$, $r_3 = a_1 n^2 = 9r_1$)，如图1-2-5所示，电子在这些轨道上运动时，不辐射能量。电子在不同轨道间跃迁时，才辐射光子。

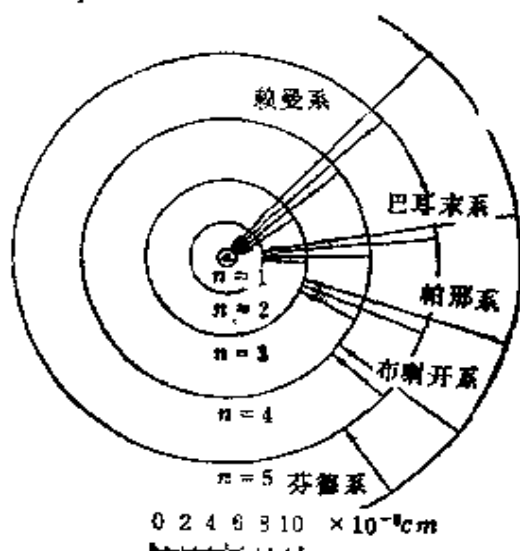


图 1-2-5

对应原理 correspondence principle

1923年玻尔以大量光谱实验为依据，在研究原子光谱的强度问题时提出的。当表征原子的初态和末态的量子数 n 很大时，也就是波长很长的区域内，由量子论得到的辐射谱应该与经典电动力学得到的辐射谱一致。而当 n 不大时，两者的结果是对应的，这就是对应原理。对应原理不仅适用于辐射的频率，而且也适用于辐射的偏振与强度，不仅存在于单周期体系中，而且也存在于多周期体系中。与经典理论中的基本振动相对应的量子跃迁为 $\Delta n = 1$ ，对应于复杂振动的量子跃迁为 $\Delta n = \tau$ ， τ 是谐波振动级。

玻尔的对对应原理沟通了量子体系和经典体系，指导了量子论的发展和促进了量子力学的产生。现代量子力学更丰富了这个对应原理的涵义，并广泛地应用在量子电动力学和基本粒子理论中。

电离电势 ionization potential

激发电势 excitation potential

共振电势 resonance potential

把原子基态的一个电子从基态的轨道上移到离原子核无限远处所需的最小能量称为电离能，相应的电势称为电离电势。当电子与原子碰撞时，如加速电子的能量足以使原子中的电子电离，用以加速电子的电势就称为电离电势。例如，氢原子基态的电离能等于13.59765(22)电子伏，其电离电势为13.59765(22)伏。

使原子从最低能量的稳定态（基态）跃迁到高于基态能量的所有定态（激发态）所需的电势，以伏表示，称为激发电势，又称共振电势。

第一激发电势 first excitation potential

中肯电势 critical potential

第一激发电势是使原子从基态跃迁到最低激发态所需的电

势。

电离电势和激发电势统称为中肯电势。

定态 stationary state

基态 ground state

原子具有某一确定能量的稳定状态称为定态。原子处在其可能的最低能量的稳定状态称为基态,处在基态的原子是最稳定的,如果不受外界作用,可以存在无限长的时间。

激发态 excitation state

受激态 excited state

高于基态的定态称为激发态(即受激态)。两个定态之间发生原子跃迁时,总要放出或吸收频率为 ν 的光子,并满足频率规则(即频率条件): $h\nu = E_1 - E_2$, h 为普朗克常数, E_1, E_2 为两个定态的能量。处在基态的原子如获得外加能量,使原子激发到高能级而处于激发态。处在激发态的原子的寿命是有限的,是不稳定的,在一般情况下,要跃迁到较低的激发态或基态,并发射光子。原子低激发态的寿命一般约为 10^{-8} 秒。

亚稳态 metastable state

是原子的一种特殊的激发态,通常不能通过电偶极辐射而跃迁到任何较低的能态,因而具有相对稳定性并有很长的寿命,称为亚稳态。受选择定则的限制,亚稳态的稳定程度用它的平均寿命 $\tau = \frac{1}{A}$ 表示, A 是从亚稳态到所有较低能态的跃迁几率。如在严格禁戒跃迁范围内, $A = 0$, $\tau = \infty$ 。一般原子中亚稳态平均寿命 $\tau \approx 10^{-3}$ 秒量级或更长。例如氮原子的 2^3S_1 和 2^1S_0 态就是这种亚稳态,在所有原子的亚稳态中,它们具有的激发能最高(分别为

19.77eV, 20.6eV)。处于亚稳态的原子可以在碰撞中转移出激发能而返回基态。

处于亚稳态的原子在激光、气体放电等物理过程中起重大作用。例如在氦氖激光器中，亚稳态氦原子通过与基态氖原子的碰撞，把能量转移给氖原子，使后者的某些能级间实现粒子数反转。

原子的电离 ionization of atoms

原子失去电子成为正离子的过程。从处于基态的原子中移走价电子所需的最小能量，称为电离能（即第一电离能）。从原子中移走第二个、第三个电子所需的能量称为第二、第三电离能。它反映了原子中电子电离的难易程度。原子的电离能随原子序数 Z 周期性变化，碱金属最小，惰性气体最大。

电子碰撞电离 collision ionization by electrons

光致电离 photo ionization

彭宁电离 Penning ionization

根据原子获得能量的不同方式，主要有电子碰撞电离和光致电离。电子碰撞是气体中最重要的电离过程。当电子与原子碰撞时，如果电子的动能不足以引起原子内部能量的变化，它们之间只能有弹性碰撞；如果电子的动能足够大，电子具有等于或大于原子电离能的能量，这种非弹性碰撞使原子具有一定的几率产生电离，通常用电离截面来度量。电子与原子的碰撞满足能量守恒和动量守恒。由于原子质量比电子质量大得多，有可能差不多使电子的全部动能变成原子的内能。在气体放电，特别是大电流密度时，即使电子动能不满足等于或大于原子的电离能，可通过两次电子碰撞使处于受激的原子逐级电离，这过程称为双重电子碰撞电离，其电离截面比非受激原子要大得多。

当光子能量 $h\nu$ 等于或大于原子电离能时，原子吸收光子产生

电离称为光致电离。多余能量将转变为光电子的动能。用常规光源通常只观察到单光子电离。采用高强度的激光束，可观察到双光子、三光子和多光子电离。

亚稳态原子比其他受激原子具有更长的平均寿命。因而具有较大的电离截面。当亚稳原子同另一种原子碰撞时，只要亚稳原子的激发能大于后者的电离能，后者将被电离，前者则返回基态，这种亚稳原子碰撞电离过程称为彭宁电离或彭宁效应。

自电离 auto-ionization

原子受电子碰撞或吸收光子时可能有两个价电子同时被激发到激发态，形成双重激发原子。若其总激发能大于原子的电离能，则一个电子可能返回基态，另一个电子则脱离原子成为自由电子，这种过程称为自电离。自由电子的动能等于总激发能与电离能之差。例如氦(He)原子的一个双重激发态： $2s2s$ 原子能级图的连续能谱区，氦原子电离能为 24.58eV （一个价电子处于基态，一个价电子电离），双重激发态高于氦原子电离能约 36eV ，因而会发生自电离。

玻尔—索末菲理论 Bohr-Sommerfeld theory

1916年索末菲(A·Sommerfeld)把玻尔理论的圆形轨道推广为椭圆轨道，并引入了相对论效应修正。

威耳孙(W·Wilson)和索末菲提出对周期系统的每一自由度都按下列条件量子化：

$$\oint P_q dq = nh$$

式中 q 是第 n 个自由度的广义坐标， P_q 是对应的广义动量， $n=1, 2, 3\cdots$ 等整数， \oint 表示经一周期的积分。

索末菲提出电子绕原子核在一个平面上作椭圆运动，可用极坐标中角 ϕ 和矢径 r 描述电子在轨道上的位置。与这两坐标对应的

广义动量就是角动量 $L = mr^2\dot{\phi}$ 和动量 $P_r = m\dot{r}$ ，必须有适用于两个自由度系统的量子条件，可表示为：

$$\oint L d\phi = n_\phi h$$

$$\oint P_r dr = n_r h$$

式中 n_ϕ 和 n_r 都是整数，分别称为角量子数和径量子数，它们之和称为主量子数，即 $n = n_\phi + n_r$ 。考虑了椭圆轨道的相对论效应，经过繁复的运算，得到体系稳定态能量为：

$$E_{n, n_\phi} = - \frac{RhcZ^2}{n^2} \left[1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{n} \left(\frac{1}{n_\phi} - \frac{3}{4n} \right) + \dots \right]$$

式中 $\alpha = \frac{2\pi e^2}{4\pi\epsilon_0 hc} \simeq \frac{1}{137}$ 称为精细结构常数， $n = 1, 2, 3, \dots$ ，

$n_\phi = 1, 2, \dots, n$ ，电子的椭圆轨道不是任意的，长短轴之比等于 n 和 n_ϕ 之比 ($b/a = n/n_\phi$)，图1-2-6示出几个量子化椭圆轨道的相对大小，原子核位于公共的焦点上。能量表达式的第一项正是玻尔理论的结果，第二项起则是相对论效应的修正。同一 n 而不同 n_ϕ 的那些轨道运动具有不同能量，

不过第二项数值比第一项小得多，分裂的能级只有微小的差别。索末菲理论所预言的氢原子能级与实验结果十分符合，但索末菲的理论是不完全的，狄喇克的相对论量子力学使原子理论得到了进一步发展。

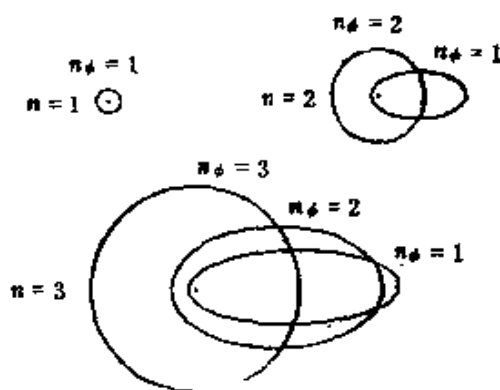


图 1-2-6

能级 energy level

能级图 energy level diagram

根据量子理论，处于束缚态的微观粒子例如原子体系只能处

于一系列分立的稳定状态中，对应于原子具有不连续变化的能量，这些能量值称为能级。根据原子可能具有的能量值而画出的原子能级分布图称为能级图。

由最低能量的基态自下向上用水平横线表示能级分布，零值对应于电子从原子中完全电离时能量 ($n \rightarrow \infty$)，基态以上各能级对应于原子处于激发态，如图1-2-7示为氢原子的能级图。

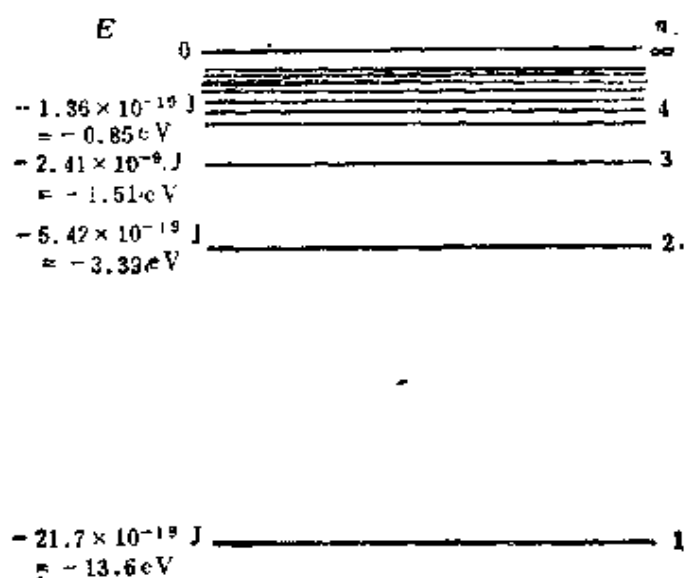


图 1-2-7

空间量子化 space quantization

原子中电子在三维空间轨道的方向只能取一些不连续的特定方向，这种特性称为空间量子化。原子在外场（电场或磁场）中取向空间量子化也可以看作角动量在外场方向的分量的量子化。

泡利不相容原理 Pauli's exclusion principle

由奥地利物理学家泡利 (W·Pauli) 在 1925 年提出的，简称泡利原理。泡利认为：在任何一个原子中不可能有两个或两个以上的电子同时处在四个量子数 (n, l, m_l, m_s) 完全相同的

量子状态上。即原子中每一个量子态只能容纳一个电子。它是一切具有半整数自旋的微观粒子体系（费密子）共同遵守的基本规律。泡利原理的另一种量子力学表达方式是：包含多电子的体系必须用反对称总本征波函数来描述。例如，由电子 1 和电子 2 构成的系统的波函数是反对称的，可以表为：

$$\psi(1,2) = \frac{1}{\sqrt{2}}[\psi_{\alpha}(1)\psi_{\beta}(2) - \psi_{\alpha}(2)\psi_{\beta}(1)]$$

式中 α, β 为单电子态的参数 (n, l, m_l, m_s) ，当两个电子处于相同状态时， $\alpha = \beta$ ， $\psi(1,2) = 0$ ，说明这样的状态不可能出现。泡利不相容原理是原子壳层结构的理论基础，可用它来解释原子中电子的壳层分布，原子光谱的精细结构，超精细结构等。

泡利不相容原理也是费密—狄喇克量子统计规律在原子结构中的应用。一切费密子，如电子，质子，中子等均服从费密—狄喇克统计规律，在同一原子中不能有两个或两个以上粒子处于同一量子态。而一切具有整数自旋的微观粒子都称为玻色子，如光子， π 介子等均服从玻色—爱因斯坦统计律，可以有两个或两个以上的粒子处于同一量子态。

空间简并化 degeneration of space

简并度 degeneracy

退化度 degeneracy

根据量子力学，原子系统的定态能量由四个量子数 (n, l, m_l, m_s) 来描述。当不存在外场时，对给定 n, l ，而空间取向 m 值不同的态仍然具有相同的能量，称为空间简并化。能量相同而量子数不全相同的状态称为简并态。简并态的数目称为简并度或退化度。

电子云 electronic cloud

根据量子力学，原子中不同状态的电子在空间的分布用波函数 Ψ 来表示。 $|\Psi|^2 d\tau$ 是空间某处附近在体积 $d\tau$ 内发现电子的几率。 $|\Psi|^2$ 称为单位体积中的几率即几率密度。把几率密度在空间的分布用象云一样的图像表示，称为电子云。图1-2-8 表示不同 n, l, m_l 时氢原子的电子云，直线表示 Z 轴。电子云只表示空间该点发现电子的几率密度。

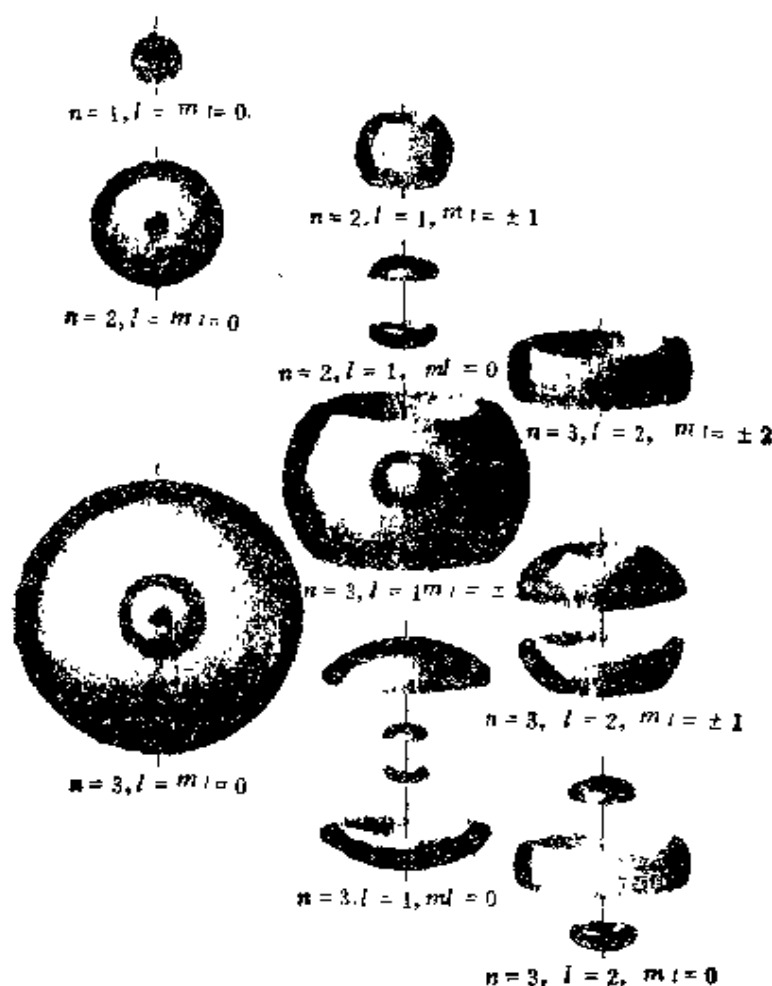


图 1-2-8

电子自旋 electron spin

是微观物理学中最重要的概念之一。为了解释原子光谱精细

结构和反常塞曼效应, 乌伦贝克 (G·E·Uhlenbeck) 和古兹密特 (S·Goudsmit) 在1925年提出电子具有自旋的假设。他们认为, 与地球绕太阳的运动相似, 电子一方面绕原子核运动, 一方面又有自旋转, 相应的具有固有的自旋角动量, 自旋角动量在 Z 方向的分量只能取两个值: $S_z = m_s \hbar$, 其中 h 为普朗克常数, $\hbar = h/2\pi$ 常作为自旋和轨道角动量单位, $m_s = \pm 1/2$, 是自旋磁量子数。

电子还具有与自旋角动量相联系的磁矩, 如用玻尔磁子 $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ 为单位表示, 电子固有磁矩在 Z 方向的分量值 $\mu_z = g m_s \mu_B$, 为一个玻尔磁子, 其方向与电子自旋角动量方向相反。

电子固有的自旋角动量和磁矩是电子本身的内禀属性, 也称为内禀角动量和内禀磁矩。它们的存在, 标志电子还有一个新的自由度, 在许多实验中都得到了证实。按狄喇克相对论波动方程可直接得出电子存在固有自旋运动和磁矩的结论, 并推出电子 g 因子应等于2, 然而实验测量结果, g 因子不严格等于2, $g = 2.0023$, 电子的固有磁矩不等于玻尔磁子而比玻尔磁子稍微大一点, 这部分差值 $\left(g_e = \frac{\mu_e}{\mu_B} - 1\right)$ 称为电子的反常磁矩。对电子反常磁矩的高精度测量结果是验证量子电动力学的重要任务之一。自旋也是标志各种微观基本粒子的很重要的物理量, 在经典物理学范畴内没有与此相对应的概念。

电子壳层 electron shell

闭合壳层 closed shell

原子壳层模型 atomic shell model

电子壳层是原子内部电子态分布状况的描述。电子壳层的分布按原子内各电子所具有的能量大小排列而成。电子的能量状态可用四个量子数 n, l, m_l, m_s 描述。氢原子中只有一个电子, 这

个电子可以处在各种可能状态。对于具有一个以上电子的其他原子，受泡利不相容原理的限制，分布在不同的电子态中，形成电子壳层结构。原子中电子按主量子数 n 的不同分成不同的壳层。随着 n 的增大，电子能量也逐步增大，壳层向外扩大。 $n=1$ 为最内层，称为K壳层， $n=2,3,4,5,6$ 分别称为L, M, N, O, P壳层。每一壳层中随着 l 量子数不同又分为 $l=0,1,2,\dots,n-1$ 共 n 个支壳层，分别称为s, p, d, f……支壳层。表1-2-1中列出原子中各壳层所能容纳的最多电子数。例如电子态 $3d$ 表示电子处于 $n=3, l=2$ 量子化状态。

原子中电子态的实际分布不只按泡利原理，还以能量最低是原子最稳定的基态的原则分布，因而实际周期表中元素的排列与表1-2-1有较大差别。研究不同元素原子中的电子壳层结构分布的周期性，可以解释元素周期表。

表1-2-1 原子中的电子壳层

n	1	2	3	4	5
l	0	0 1	0 1 2	0 1 2 3	0 1 2 3 4
电子态	1s	2s 2p	3s 3p 3d	4s 4p 4d 4f	5s 5p 5d 5f 5g
最多电子数 $2(2l+1)$	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14 18
$2n^2$	2	8	18	32	50

根据泡利原理算出主量子数为 n 的壳层可能容纳的最多电子数是 $2n^2$ ，量子数为 l 的支壳层可能容纳的最多电子数是 $2(2l+1)$ 。当壳层或支壳层上电子的数目达到它的最大数目时，这个壳层或支壳层称为闭合壳层。元素的化学物理性质与电子在壳层，次壳

层的填充情况有密切关系。用上述这种电子壳层结构模型描述原子中电子运动状态的称为原子壳层模型。

电子态 electronic state

电子组态 electron configuration

原子态 atomic state

原子中的电子所处的量子化状态称为电子态，可用四个量子数 (n, l, m_l, m_s) 来描述。用原子的电子壳层结构给出多电子原子中每个电子的量子状态称为电子组态。例如硅原子 ($Z = 14$) 的电子组态是: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2$ ，它表示最外壳层电子组态是 $3p^2$ ， $3p(n=3, l=1)$ 支壳层上有 2 个 p 电子，而内壳层是完全充满的。电子首先填充最内层的壳层，然后逐层填充较外层的壳层。随着 Z 值的增大，将形成外层电子组态的周期性重复。表

(见第四篇表三) 是原子在基态时的电子组态，它们在元素周期表中的排列与电子各壳层可以容纳的最多电子数是不完全符合的。这是由于除了满足泡利原理外，原子的基态是原子能量的最低状态，所有的电子都处在最稳定的各自可能的最低能量状态，按元素周期表顺序 Z 逐个增加的电子也尽可能填补在最外壳层最低能量的状态中。例如第三周期钾 ($Z = 19$) 的第 19 个电子填入 $4s$ 态而不进入 $3d$ 态，就是因为在钾原子中 $4s$ 态的能量低于 $3d$ 态。

钾原子的电子组态是: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^1$ 。

电子组态与元素周期表中各元素的化学和物理性质有密切关系。例如各种惰性气体原子如氦，氖，氩，氪，氙，氡等形成闭合壳层的相似结构，因而不与其他原子化合，形成单原子分子气体，电离电势在各自周期中是最高的。碱金属锂，钠，钾，铷，铯，钫等最外支壳层有一个 s 电子，这个最外层电子与原子结合较弱，易被电离，电离电势在各自周期中是最低的，具有明显的金属导电性质。而卤素族原子氟，氯，溴，碘，砹等原子最外壳

层都是 7 个电子，其中 2 个填 s 支壳层，5 个填 p 支壳层，所以很易吸收一个外来电子而形成稳定结构。

原子中电子在原子核库仑场中运动的波函数满足定态薛定谔方程时的稳定状态称为原子态。原子状态通常可用电子组态来表示。能量最低的原子态为基态，其它原子态场称为激发态。闭合壳层（满壳层）的总角动量和总磁矩均为零，对原子状态没有影响，因此原子态主要由外壳层的电子组态决定。例如，镁原子的电子组态为 $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2$ ，其中 $1s^2, 2s^2, 2p^6$ 内层均为闭合壳层，镁原子态的基态主要由两个价电子的电子组态 $3s 3s$ 决定。如用原子矢量模型中 LS 耦合，用符号 1S_0 表示，总轨道量子数 $L = 0$ 对应 S 态（ $L = 1, 2, 3, \dots$ 对应 P, D, F, \dots 态），左上角表示能级精细结构的重数 $2S + 1 = 1$ （ S 为总自旋量子数），为单一态，右下角为总角动量量子数： $J = L + S = 0$ 。

原子的矢量模型 vector model of atom

LS 耦合 LS coupling

jj 耦合 jj coupling

由给定的电子组态确定多个价电子原子状态的一种半经典模型。它用矢量和矢量合成来表示原子中电子角动量及其耦合，耦合中满足量子力学对角动量大小以及对空间特殊方向取向量子化的要求。通常两种极限情况是 LS 耦合和 jj 耦合方式，是确定多个价电子原子态的近似方法。

今以两个电子的原子为例，两个电子的轨道、自旋量子数分别用 l_1, s_1 和 l_2, s_2 表示。一种电子组态 $(n_1 l_1, n_2 l_2)$ 中的两个电子由于各有自旋和轨道运动的电磁相互耦合作用，形成不同的原子态。相互作用包括自身的轨道与自旋角动量耦合，不同电子间的轨道与轨道，自旋与自旋以及轨道与自旋角动量之间的耦合等。如果电子与电子的相互作用（包括电子间自旋与自旋角动量的

耦合及轨道与轨道角动量的耦合) 远比每个电子自身的轨道与自旋角动量之间的耦合作用强得多, 用 \mathbf{P}_{l1} , \mathbf{P}_{s1} 和 \mathbf{P}_{l2} , \mathbf{P}_{s2} 分别表示两个电子的轨道自旋角动量, 按矢量模型, 两个电子的轨道角动量先合成为总轨道角动量: $\mathbf{P}_L = \mathbf{P}_{l1} + \mathbf{P}_{l2}$, 自旋角动量合成为总自旋角动量: $\mathbf{P}_S = \mathbf{P}_{s1} + \mathbf{P}_{s2}$; 然后再由 \mathbf{P}_L 和 \mathbf{P}_S 耦合成总角动量 $\mathbf{P}_J = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_S$ 。这种耦合方式称为 LS 耦合或罗素—桑德斯 (Russell-Saunders) 耦合, 图1-2-9(a)为两个电子 LS 耦合示意, (b) 为矢量图。

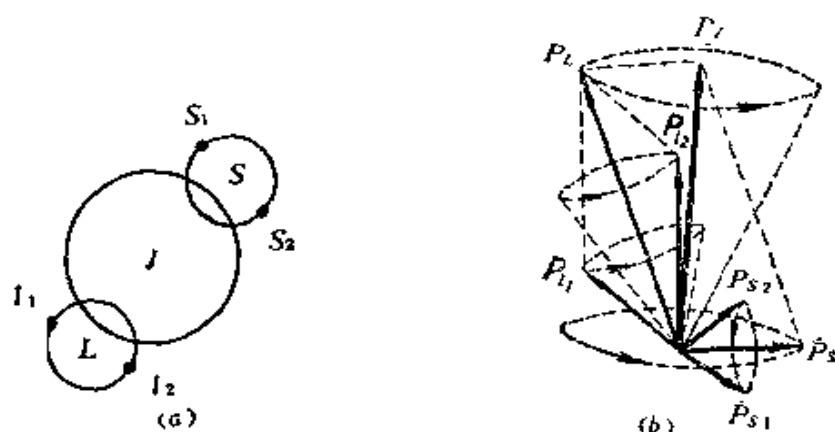


图 1-2-9

按矢量合成, 自旋、轨道及总角动量数值均满足量子力学表达式:

$$P_x = \sqrt{x(x+1)} \hbar,$$

x 为相应量子数 l , s , L , S , J , $\hbar = h/2\pi$, h 为普朗克常数。合成后总轨道、总自旋、总角动量量子数只能取下列数值:

$$L = l_1 + l_2, l_1 + l_2 - 1, \dots, |l_1 - l_2|。$$

$$S = s_1 + s_2, s_1 - s_2 (= 1, 0)。$$

$$J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S|。$$

由于自旋轨道磁相互作用远小于电子间静电作用, 使同一多重态不同 J 值的能态间距很小, 通常称为能级的精细结构。 LS 耦合形成的原子态符号为 $^{2S+1}L_J$ 。例如, 氦原子的一种电子组态为 $1s2p$, 一个电子处于 $1s$ 态, 另一个电子处于 $2p$ 态, 按 LS 耦合, 形成 1P_1 ,

$^3P_{0,1,2}$ 共四个原子态,前者为单一态,后者为三重态。 LS 耦合一般适用于轻原子基态和低激发态。

jj 耦合是由给定电子组态确定多个价电子原子态的一种近似方法。仍以两个电子为例,如果电子与电子的相互作用远比每个电子自身的轨道与自旋角动量之间耦合作用小得多,按矢量模型,单个电子的轨道角动量,自旋角动量各自先耦合成为各电子的总角动量: $\mathbf{P}_{j1} = \mathbf{P}_{l1} + \mathbf{P}_{s1}$, $\mathbf{P}_{j2} = \mathbf{P}_{l2} + \mathbf{P}_{s2}$;然后再由 \mathbf{P}_{j1} 与 \mathbf{P}_{j2} 耦合合成总角动量: $\mathbf{P}_J = \mathbf{P}_{j1} + \mathbf{P}_{j2}$ 。这种耦合方式称为 jj 耦合,图1-2-10(a)为两个电子 jj 耦合示意,(b)为矢量图。

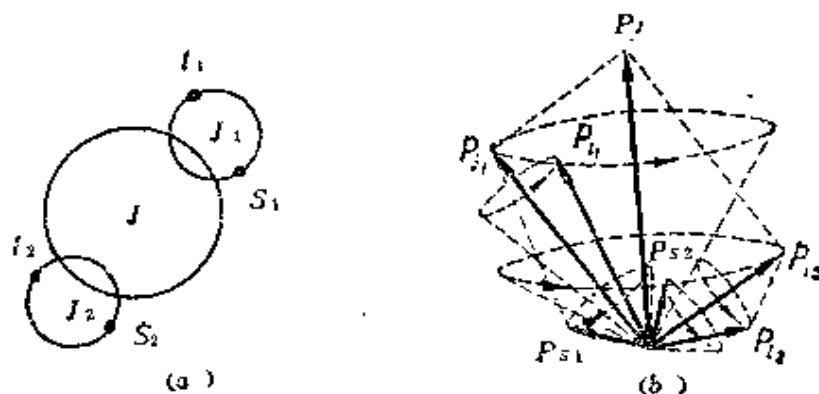


图 1-2-10

角动量的数值满足: $P_x = \sqrt{x(x+1)} \hbar$

x 为相应量子数 l, s, j_1, j_2, J 。合成后单个电子及总角动量量子数只能取下列数值:

$$j_1 = l_1 + s_1, l_1 - s_1,$$

$$j_2 = l_2 + s_2, l_2 - s_2,$$

$$J = j_1 + j_2, j_1 + j_2 - 1, \dots, |j_1 - j_2|。$$

jj 耦合形成的原子态符号是: $(j_1, j_2)_J$ 。例如铅原子的一种电子组态: $6p7s$, 按 jj 耦合形成四个原子态: $\left(\frac{3}{2}, \frac{1}{2}\right)_2, \left(\frac{3}{2},$

$\frac{1}{2}\right)_1, \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)_1, \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)_0$ 。 jj 耦合一般出现在某些高激发态

和较重的原子 (Z 大) 中。

对耦合 pair coupling

是确定多个价电子原子态的另一种近似方法。对耦合即外层电子的轨道角动量 P_L 与壳心的总角动量 P_{J_c} 先耦合为 P_K , $P_K = P_L + P_{J_c}$, 然后再与外层电子的自旋 P_S 耦合成总角动量: $P_J = P_S + P_K$ 。例如对氦原子 $1s^2 2s^1 2p^1 3p$ 组态, 用量子数 (J_c, K, J) 能较好描述这个激发态。

朗德间隔定则 Landé interval rule

由朗德 (A Landé) 给出描述 LS 耦合的原子态中多重态能级间隔的定则。定则指出, 在一个多重态中相邻两能级的间距与这间距所包括的一对能级中较大的总角动量量子数 J 值成正比。例如在原子 $^3P_{0,1,2}$ 三重态中, 它们相邻能级的间隔之比应为:

$$\frac{\Delta E(^3P_2, ^3P_1)}{\Delta E(^3P_1, ^3P_0)} = \frac{2}{1}$$

朗德定则还可作为 LS 耦合是否满足的判据。例如对钙原子 $3d3d$ 电子组态中多重态 $^3P_{0,1,2}$ 实验测量结果其相邻能级的间隔比:

$$\frac{\Delta E(^3P_2, ^3P_1)}{\Delta E(^3P_1, ^3P_0)} = 1.99$$

实验测量与理论值符合得相当好, 说明钙原子 $3d3d$ 电子组态满足 LS 耦合。

洪德定则 Hund's rule

洪德 (F. Hund) 在 1925 年提出一个关于原子态能级高低顺序的经验规律。洪德定则认为, 对于一个给定的电子组态, 由 LS 耦合形成的一组原子态中, 具有总自旋量子数 S 最大的原子态, 能级位置最低; 对同一个 S 的原子态中, 又以轨道量子数 L 最大的能级位置最低。

洪德在1927年提出对有效电子诸能级排列次序的定则：对给定 L 值而 J 不同的诸能级，当有效电子数小于或等于该支壳层满额数的一半时，具有最小 J 值 ($|L - S|$) 的能级为最低，这时的 J 为正常次序；当有效电子数大于支壳层满额数的一半时，具有最大 J 值 ($L + S$) 的能级为最低，这时的 J 为倒转次序。

等效电子 equivalent electron

同科电子 equivalent electron

原子中电子态由四个量子数 (n, l, m_l, m_s) 来描述。凡主量子数 n 和角量子数 l 的两个量子数相同的电子称为等效电子或同科电子。等效电子的电子组态形成的原子态由于受泡利不相容原理的限制，比非等效电子的原子态少。例如，两个等效 p 电子经 LS 耦合只能形成 1D_2 、 $^3P_{2,1,0}$ 、 1S_0 等五个原子态，而两个非等效 p 电子却可以形成 $^3D_{3,2,1}$ 、 $^3P_{2,1,0}$ 、 3S_1 、 1D_2 、 1P_1 、 1S_0 等十个原子态。氮原子在基态时的电子组态是 $1s1s$ ，为等效电子。按 LS 耦合似乎可构成 1S_0 和 3S_1 两个原子态，但受泡利原理的限制，不能有两个电子处在同一状态，因而两个 $1s$ 电子的自旋必须取向相反，总自旋量子数 $S = 0$ ，只形成 1S_0 原子态。

碱金属原子 alkali metal atom

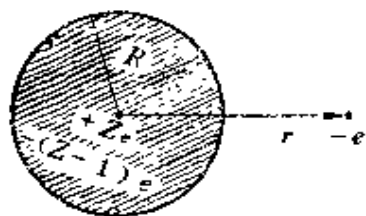


图 1-2-11

碱金属原子由原子实和一个价电子组成。图1-2-11为碱金属原子模型。价电子与原子核 $+Ze$ 的相互作用受 $(Z - 1)$ 个内层电子所屏蔽，与原子的结合较弱，它容易被电离，电离电势在各自周期中是最低的，具有明显的金属导电性质。这个多电子体系可以简化为单电子原子问题来处理。

原子实的极化和贯穿轨道使它的能级比相应的氢原子能级为低。

量子数亏损 quantum defect

有效量子数 effective quantum number

从碱金属光谱实验发现碱金属原子的光谱项可以表达为 $T = \frac{R}{n^{*2}} = \frac{R}{(n - \Delta)^2}$, 式中 R 为里德伯常数, n 为主量子数。与氢原子相比, 在碱金属原子中有效量子数 n^* 不是整数, $\Delta = n - n^*$ 称为量子数亏损或量子缺。轨道量子数 l 不同的能级的量子数亏损差别很显著, 反映不同程度轨道的贯穿影响。表 1-2-2 给出钠原子量子数亏损的经验值。

表1-2-2 钠原子量子数亏损 $\Delta(n, l)$ 的经验值

		$n = 3$	4	5	6	7	8
$L = 0$	s	1.373	1.357	1.352	1.349	1.348	1.351
1	p	0.883	0.867	0.862	0.859	0.858	0.857
2	d	0.010	0.011	0.013	0.011	0.009	0.013
3	f	—	0.000	-0.001	-0.008	-0.012	-0.015

原子实极化 polarization of atomic kernel

由于价电子的电场作用, 原子实中带正电的原子核和带负电的电子中心会产生微小的相对位移, 形成一个电偶极子, 称为原子实的极化。极化而形成的电偶极子电场又作用于价电子, 使它感受到除库仑场以外的吸引力, 引起能量的降低。碱金属原子中轨道量子数 l 较大的能级, 与氢原子中相应能级间的差别主要由原子实极化决定。

贯穿轨道 penetrating orbit

有效电荷数 effective charge number

屏蔽常数 screening constant

当价电子处于穿入原子实部分轨道时，称为贯穿轨道，如图1-2-12示半径为 R 原子实的贯穿轨道。价电子处在不穿入原子实的轨道的库仑场中运动时，原子实中由于 $(Z-1)$ 个电子对核电荷 $+Ze$ 的屏蔽作用，对外的作用如同是带单位正电荷的球体，这时有有效电荷数 Z^* 等于1。当电子处于贯穿轨道时，它一部分时间处于有效电荷数 $Z^*=1$ 的电场中，一部分时间

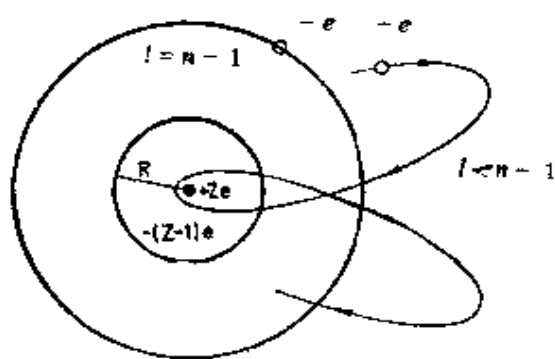


图 1-2-12

处于 $Z^*>1$ 的电场中，所以原子实对外平均作用有效电荷数 Z^* 就大于1。轨道的贯穿使轨道量子数 l 较小的碱金属原子能级同对应氢原子能级相比，能量有较大降低。

根据玻尔理论，有效电荷数 Z^* 可以分别用有效量子数 n^* ，量子数亏损 Δ 或屏蔽常数 σ 表示，它们之间是等价的。

$$T = \frac{Z^{*2} R}{n^2} = \frac{R}{\left(\frac{n}{Z^*}\right)^2} = \frac{R}{n^{*2}} = \frac{R}{(n - \Delta)^2},$$

$$n^* = \frac{n}{Z^*}, \quad Z^* = Z - \sigma$$

式中 T 是光谱项， R 是里德伯常数， n 为主量子数， Z 为原子序数。有效电荷数 Z^* 可由实验测定。屏蔽常数 σ 又称屏蔽因子，它表示价电子受内层电子对核电荷的屏蔽作用使其受作用的核电荷减少的程度。

多电子原子 multielectron atom

多电子原子由具有正电荷 $+Ze$ 的原子核和 Z 个绕核电子组

成。周期表中从氮原子开始的元素均为多电子原子。每一个电子在与原子核库仑相互吸引和与 $Z-1$ 个电子库仑相互排斥的作用中运动。多电子原子系统较单电子原子(氢原子)复杂,可用量子力学方法描述。由于多电子原子中对电子的各种相互作用强弱是不同的,因此采用近似方法,首先考虑最强的相互作用,然后再精确地逐个考虑较弱的相互作用。单电子原子的理论是多电子原子的基础。

全同粒子不可分辨性 indistinguishability of identical particles

多电子原子系统中的每个电子都具有完全相同的内禀客观属性,例如静质量、电荷、自旋、磁矩、寿命等。多电子原子中的电子称为全同粒子。用量子力学波函数描述全同粒子时,是与经典物理概念完全不同,全同粒子是不可区分的,这是由于粒子具有波动性可以相干叠加而形成的,这种微观粒子的性质称为全同粒子不可分辨性。例如,氮原子中两个电子是全同粒子,当人们在某处测得它的一个电子的几率时,由于两个电子的客观属性完全相同,因此不能也不必要判断它究竟是两个电子中的哪一个。对于全同粒子体系,任何两个电子交换一下,其量子态是不变的,因此两个全同粒子的交换对称性给了波函数很强的限制。

哈特里理论 Hartree theory

哈特里-福克理论 Hartree-Fock theory

自洽场近似法 self-consistent field approximation

用量子力学处理多电子原子体系的一种近似方法。由哈特里(D·R·Hartree)等人在1928年提出并沿用至今,称为哈特里理论或自洽场理论。在原子序数为 Z 的多电子原子体系中,电子在原子核库仑势和全部其它电子的库仑相互作用中运动,可近似认

为每个电子在这样一个平均势场中独立运动，多电子系统的本征函数是单个电子波函数的乘积。采用逐步近似法，初设平均势场为 $V(r)$ ，从薛定谔方程解单个电子的波函数和能量并从而计算原子中总的平均电荷分布和产生的电场。如与初设的平均势场不同，则修正 $V(r)$ ， $V(r)$ 亦称为自洽场，重复计算直至两者相一致，达到前后自洽。由于用自洽场方法处理，哈特里理论亦称为自洽场近似法。

福克 (B·A·Fock) 用反对称总本征波函数精确描述多电子系统，用上述方法计算结果表明，仅在部分被填充的次壳层（支壳层），有限数目电子的行为才必须用反对称总本征波函数来描述。哈特里理论亦称哈特里—福克 (Hartree-Fock) 理论。近年来由于大型计算机问世，哈特里—福克近似方法在原子物理和原子核物理等领域有极为广泛的应用。

第三章 原子光谱

原子光谱 atomic spectrum

原子发射光谱 atomic emission spectrum

原子吸收光谱 atomic absorption spectrum

原子光谱是原子中电子运动状态发生变化时发射或吸收特定频率的电磁频谱，覆盖的范围很宽，从射频一直延伸到X射线频段。不同原子由各种不同特征系列线状光谱组成，称为线状光谱，通常可由原子发射光谱或吸收光谱观测。通过电子碰撞，光激发或其它过程转移能量给原子，使原子处于激发态；处于激发态的原子跃迁回到基态或较低激发态时以电磁辐射方式释放能量，所发射的光谱称为原子发射光谱。通常加热固体光源所发射的光谱频率是连续变化的。原子从连续光谱中选择吸收某一些特定频率的辐射，使原子从基态或低激发态跃迁到高激发态，对应的光谱称为原子吸收光谱。发射和吸收光谱通常用光谱仪器分光并用探测器接收后记录，实验方法见“光谱学实验方法”。特定频率的谱线对应于原子内部完全确定能级 E_i 与 E_j 间的跃迁，其频率 $\nu = \frac{E_i - E_j}{h}$ ， h 为普朗克常数，也可用波长 $\lambda = c/\nu$ 或波数 $\tilde{\nu}$

$= 1/\lambda$ 表示， c 为光速。在紫外，可见光，红外区域内的原子光谱是外层电子能级之间的跃迁，能量相差只有几个电子伏；X射线光谱是内层电子能级间的跃迁，能量相差为几千到几万电子伏；射频区的光谱则是由于电子自旋轨道相互作用分裂的精细结构能级

间以及原子核与电子相互作用分裂的超精细结构能级间的跃迁。

氢原子和类氢原子的光谱是最简单的原子光谱；外层只有一个价电子的碱金属原子也具有较简单的原子光谱。具有两个价电子的氦原子光谱和具有三个或三个以上价电子的复杂原子光谱的精细结构出现多重性结构，光谱的精细结构也十分复杂。

原子光谱对原子结构的研究起了很大作用。对激光器的产生和发展有重要作用；特别是激光的发展又反过来为原子光谱的研究提供了极其有效的手段，使光谱分辨率提高了好几个数量级，促进了原子光谱精细结构、超精细结构、原子高激发态、高电离态的研究。对强光与原子的相互作用研究，开辟了非线性光谱学的新领域，产生了激光光谱学。原子光谱还在结构参数的测定，物质中元素的定量、定性分析以及天体物理学、等离子体物理等方面得到广泛应用。

线状光谱 line spectrum

不同的原子由各种不同特征系列分明的线状的谱线光谱组成，称为线状光谱。

共振荧光 resonance fluorescence

物质中原子吸收特定频率的入射光后伴随着发射与吸收同频率的荧光的过程称为共振荧光。例如用钠蒸汽灯照射一个含有钠

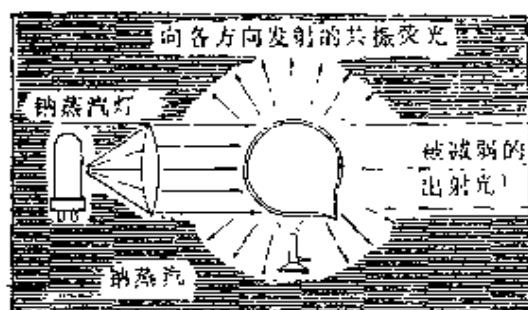


图 1-3-1

蒸汽的真空玻璃泡，如图1-3-1所示，钠金属在真空玻璃泡中被加热，具有足够高的蒸汽压。入射钠蒸汽灯光通过玻璃泡蒸汽后，出射光束强度衰减了，说明一部分光通过蒸汽泡时被吸收了。受入射光照射的钠蒸汽本身变成一个光源，向

各个方向发射同频率的荧光，即共振荧光。这种光学共振现象是荧光现象的一种特殊情况，一般荧光过程发射的光频率低于初始照射光的频率，共振荧光仅产生在蒸汽原子的某些特定频率上。

精细结构 fine structure

对原子光谱研究中发现许多谱线是由频率相差很小的多重结构谱线组成，谱线的多重结构称为精细结构。典型的如碱金属原子的D线($3P \rightarrow 2S$)，在足够分辨本领的光谱仪中观测到 $D_1 = 589.0\text{nm}$ 和 $D_2 = 589.6\text{nm}$ 的双线精细结构。精细结构主要是由电子自旋与轨道间的相互作用和相对论效应使每个电子能级分裂为若干子能级，根据光谱跃迁选择定则，子能级间跃迁形成光谱线的多重结构。多重结构的间隔与原子序数 Z 有关， Z 愈大，裂距愈大；主量子数 n 愈大，裂距愈小。对轻原子中例如氢原子，精细结构一般需用分辨本领很高的光谱仪观测。锂原子主线系一条红色谱线双线结构波长约差 0.015nm ，钠原子D线双线波长差为 0.6nm ，而汞原子的三线结构波长差最多可达 10^2nm 。在多电子原子光谱中存在复杂的超多重线结构。

精细结构常数 fine structure constant

由四个基本物理常数组成的无量纲常数。用符号 α 表示， $\alpha = \frac{1}{2} \mu_0 c e^2 / h = 7.29735308(33) \times 10^{-3} \approx 1/137$ 。其中 e 是电子电荷， h 是普朗克常数， c 是光速， μ_0 是真空导磁率。精细结构常数表征能级精细结构的精细程度， α^2 与精细能级分裂的大小成正比。

精细结构常数是原子物理最重要和最基本的常数之一。目前最精确的数值取自电子反常磁矩的测量。根据量子电动力学的理论，可以用精细结构常数 α 的幂级数的形式来表示反常磁矩。从反常磁矩测量结果给出：

$$\alpha = 7.29735308(33)$$

$$\alpha^{-1} = 137.0359895(61)$$

1980年，联邦德国克利青 (K.von Klitzing) 首次观测到电导的量子化现象，称为量子霍尔效应。应用这个效应可以进行精细结构常数的直接宏观测量。通过量子霍尔电阻 $R_H = h/e^2$ 的测量决定 α ，精度可达 10^{-7} 。量子霍尔效应提供了一个与量子电动力学理论无关的测量精细结构常数 α 的方法。

超精细结构 hyperfine structure

由原子核与电子相互作用引起原子光谱线分裂而形成的多重结构称为超精细结构。超精细结构的分裂比精细结构分裂小得多（约小三个量级）。表1-3-1给出中心库仑场，精细结构和超精细结构引起原子能级变化的量级比较。

表1-3-1 超精细相互作用引起原子能级变化的数量级

相互作用	能级变化数量级		
	cm ⁻¹	ev	s ⁻¹
中心库仑势(粗结构)	30000	4	10 ¹⁵
精细结构	1—1000	10 ⁻⁴ —10 ⁻¹	3 × 10 ¹⁰ —3 × 10 ¹³
超精细结构	10 ⁻³ —1	10 ⁻⁷ —10 ⁻⁴	3 × 10 ⁷ —3 × 10 ¹⁰

由原子核的磁矩和电矩与电子的相互作用引起的超精细分裂典型的有磁偶极超精细结构和电四极超精细结构两类。由于其分裂很小，一般在常规光谱学方法中常用原子束技术，并使用高分辨率光谱仪器。近代用高分辨率激光光谱技术则更为有效，实验方法见“近代光谱学方法”。借助超精细结构可以了解原子核的某些重要性质，例如可推得原子核的自旋，电四极矩，核磁矩和 g 因子等。

氢原子光谱 atomic spectrum of hydrogen

氢原子光谱是最简单的原子光谱。近百年中它对人们了解原

子结构的规律方面发挥了重要作用。1885年巴耳末(J·J Balmer)在对当时已发现的14条谱线进行分析研究后,提出了计算可见光区谱线的波长 λ 的经验公式:

$$\lambda = B \left(\frac{n^2}{n^2 - 2^2} \right), \quad n = 3, 4, 5, \dots$$

如用波数 $\tilde{\nu}$ (即波长的倒数 $\tilde{\nu} = 1/\lambda$) 表示,

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \frac{4}{B} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 3, 4, 5, \dots$$

式中 B 为经验常数, 当 $n \rightarrow \infty$ 时, $\lambda \rightarrow B$ 。根据上式算得的波长数值在实验误差范围内与测得的数值完全一致, 后人称这公式为巴耳末公式, 对应的一组谱线称为巴耳末系。图 1-3-2 为巴耳末线系的示意图。

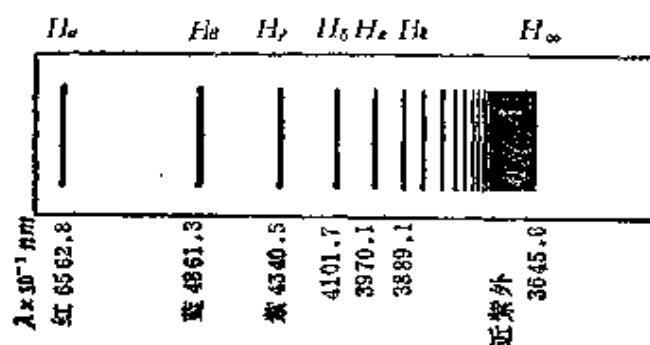


图 1-3-2

1889年里德伯(J·R·Rydberg)提出氢的光谱可用下列公式来表示:

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad m, n \text{ 为整数, } n > m, \quad m = 1,$$

2, 3, ……。

式中 $R_H = \frac{4}{B}$, 称为里德伯常数, 是经验常数。对每一个 m 值, 构成一个谱线系, 例如巴耳末公式正是上式: $m = 2, n = 3, 4, 5$ 的谱线系。由氢原子光谱的精密测定得 R_H 值,

$$R_H = 1.096775854(83) \times 10^7 \text{m}^{-1}$$

之后，在紫外，红外区分别得到赖曼系 (T·Lyman, 1914 年发现)、帕邢系 (F·Paschen, 1908)、布喇开系 (F·Brackett, 1922)、芬德系 (H·A·Pfund, 1924)，对应 $m = 1, 3, 4, 5$ 的谱线系。

玻尔理论认为氢原子光谱线对应原子中两个定态能级之间的跃迁， m, n 是相应的主量子数。玻尔理论正确导出了巴耳末公式，首次给出里德伯常数公式，还明确预言了上述赖曼，布喇开，芬德等线系的存在，在解释氢原子光谱上获得了巨大的成功。

氢原子光谱的精细结构 fine structure of atomic spectrum of hydrogen

用很高分辨光谱观察氢原子光谱时发现各条谱线具有精细结构。例如赖曼线系第一条的精细结构分裂双线波长差仅为 $5.39 \times 10^{-4} \text{nm}$ ，巴耳末线系第一条双线波长差为 0.014nm 。氢原子能级精细结构分裂主要是由于相对论效应和电子自旋与轨道相互作用所引起的附加能量，同时考虑这两个因素后，氢原子的能量可表为：

$$E = -\frac{Rhc}{n^2} - \frac{Rhc\alpha^2}{n^3} \left(j + \frac{1}{2} - \frac{3}{4n} \right)$$

式中 h 为普朗克常数， R 为里德伯常数， c 为光速， j 为总角动量子数， α 为精细结构常数 $\left(\alpha = \frac{1}{137} \right)$ 。第一项即玻尔理论氢原子能量，第二项给出精细结构。精细结构中每一个 j 联系着两个 l (角量子数)，即 $l = j - 1/2$ 和 $j + 1/2$ 。每一主量子数 n 的能级按不同 j 表现出它的精细结构，而两个不同 l 而相同 n, j 的能级具有相同能量，是简并的。早期用高分辨光谱仪器曾观测氢原子巴耳

末线系第一条 (H_α) 线的精细结构, 分析发现与上述量子力学理论有细小相差。1947年兰姆 (W·E·Lamb) 和雷瑟福 (R·C·Retherford) 用射频分子束磁共振法测得 $2^2S_{1/2}$ 比 $2^2P_{1/2}$ 高出 0.033cm^{-1} , 称为著名的兰姆移位。兰姆移位这一实验事实是对量子电动力学理论的有力验证。近年来由于激光光谱学技术的发展, 如用饱和吸收法可直接观测 H_α 的七条精细结构, 直接测定兰姆移位。

氢原子光谱的超精细结构 hyperfine structure of atomic spectrum of hydrogen

由原子核的磁矩和电矩与电子的相互作用引起的超精细结构分裂比精细结构分裂小得多。但随着高分辨率光谱技术的发展, 超精细结构已愈来愈被人们所认识。氢原子磁超精细相互作用引起的能级分裂可表为:

$$\Delta E_{HFS} = \frac{A}{2} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)]$$

式中 A 称为磁超精细相互作用常数, 对某个确定 J (电子总角动量量子数), 它是常数, 与核磁矩及电子运动状态有关; F 是表征原子体系的总角动量量子数; I 是核自旋量子数。

例如, 氢原子的基态 ($n=1, l=0, j=1/2$), A 可从电子波函数精确计算。由于磁超精细结构能级分裂为两个 (质子和电子自旋只能取平行, 反平行, 对应 $F=1, 0$), 如图1-3-3所示, 能量差值为:

$$\Delta E_{HFS} = \frac{8}{3} \frac{\mu_0 \mu_I \mu_B}{\pi a_0^3}$$

式中 a_0 为原子玻尔半径, μ_I 为质子磁矩, μ_B 为玻尔磁子, μ_0 为真空磁导率。实验测得:

$$\Delta \nu_{HFS} = 1420\text{MHz, 或}$$

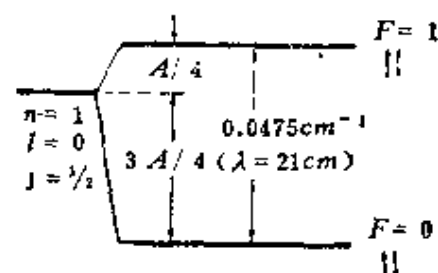


图 1-3-3

$$\tilde{\Delta\nu}_{HFS} = 0.0475\text{cm}^{-1}, \text{ 或}$$

$$\lambda = 21\text{cm}$$

计及电子的反常磁矩后，实验结果与理论计算结果一致。氢原子基态的超精细分裂的频率精确度之高已被用作时间的标准，称为氢原子钟。

在星际空间，氢原子虽以极低浓度存在，但由于宇宙的巨大体积，它的总量仍是巨大的，用大的射电望远镜已观测到21cm波长射电频率辐射的发射和吸收。氢原子超精细结构21cm线已应用于射电天文学的研究。

共振光谱线 resonance line

原子的基态与其最低激发态间由于电偶极跃迁产生的谱线。通常这条谱线的强度最强，例如氢原子中的赖曼系第一条光谱线、钠原子主线系中的黄色D线等。

兰姆移位 Lamb shift

根据量子力学，氢原子中两个不同 l 而 n, j 相同的能级具有相同能量，是简并的。 l, n, j 分别为轨道量子数，主量子数和总角动量量子数。1947年兰姆(W·E·Lamb)和雷瑟福(R·C·Retherford)用射频分子束磁共振法测得氢原子 $2^2S_{1/2}$ 比 $2^2P_{1/2}$ 高出 0.035cm^{-1} ，人们把实际并不简并的能级的能量差称为兰姆移位（见图1-3-4示）。兰姆移位主要是量子化的电子与电磁场的高次相互作用引起的，称为辐射修正效应。这些年来由于实验不断改进，测量兰姆移位的精度不断提高，例如用饱和吸收光谱学就可直接测定兰姆移位。对于 $^2S_{1/2}$ 和 $^2P_{1/2}$ 的移位频率 $\Delta\nu$ ，目前最精确测量实验值之一为 $1057.843(9)\text{MHz}$ ，而量子电动力学理论值始终与实验值相符得很好。兰姆移位这一实验事实是对量子电动力学理论的有力验证，它与另外两个精确实验——电子和 μ 子反常磁矩的测定一起构成了量子电动力学的三大实验支柱。

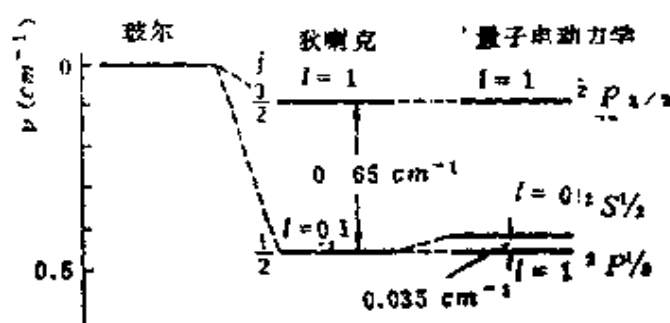


图 1-3-4

里兹组合原则 Ritz combination principle

光谱项 spectral term

氢原子光谱中各线系每一谱线的波数都等于两项之差， $\tilde{\nu} = T(n_1) - T(n_2)$ ，其中 $T(n) = \frac{R_H}{n^2}$ ，式中 $T(n)$ 统称为光谱项， n 为主量子数， R_H 为里德伯常数， n_1, n_2 为整数，且 $n_2 > n_1$ 。后来，里兹提出用于分析原子光谱的一个经验定则。即每一条谱线的波数均可由两个光谱项之差来表示，这称为里兹组合原则。例如赖曼系的头两条谱线的波数差等于巴耳末系的第一条谱线波数（见表 1-3-2）。

由于选择定则的限制，不是里兹组合原则得到的所有频率的谱线在原子光谱中都能观察到。组合原则表示原子从一种能态跃迁到另一种能态时所释放的能量。光谱项与原子态能量关系是，

$$T(n) = -\frac{E_n}{hc}, \text{ 式中 } h \text{ 为普朗克常数, } c \text{ 为光速。光谱项乘以 } hc \text{ 也}$$

表示电子在某一状态下的电离能，光谱项与电离能的关系已为实验所证实。

其它原子谱线的波数也可用两个光谱项之差表示，而光谱项的形式比氢原子的复杂，普遍的公式为，

$$T(n) = \frac{R}{\left(n + \alpha + \frac{\beta}{n^2} + \frac{\gamma}{n^4} + \dots\right)^2}$$

式中 $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ 为修正数。

表1-3-2 氢原子不同谱线系的波长和波数 $m=5$ 的芬德系开始于波长 $\lambda=7400.6\text{nm}$ 未列于表中。

m	1	2	3	4
n				
2	121.6nm $\triangle 82257\text{cm}^{-1}$			
3	102.6nm $\triangle 97466\text{cm}^{-1}$	656.3nm $\triangle 15233\text{cm}^{-1}$		
4	97.3nm $\triangle 102807\text{cm}^{-1}$	486.1nm $\triangle 20565\text{cm}^{-1}$	1875.1nm $\triangle 5333\text{cm}^{-1}$	
5	95.0nm $\triangle 105263\text{cm}^{-1}$	434.0nm $\triangle 23033\text{cm}^{-1}$	1281.8nm $\triangle 7801\text{cm}^{-1}$	4050.0nm $\triangle 2467\text{cm}^{-1}$
发现的年份	1906	1885	1908	1922

巴耳末公式 Balmer formula

巴耳末系 Balmer series

线系限 series limit

巴耳末根据氢原子和类氢离子的光谱线系的规律得到的经验公式:

$$\tilde{\nu} = RZ^2 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

称为广义的巴耳末公式或巴耳末公式。式中 Z 为原子序数, m , n 为主量子数, $n > m$, R 为里德伯常数。当 $Z=1$, $m=2$, $n=$

3, 4, 5 ……时, 就得到氢原子的巴耳末谱线系的公式,

$$\tilde{\nu} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

R_H 为氢原子里德伯常数。这是巴耳末在1885年首先提出的氢原子光谱中处于可见区和近紫外区的一个谱线系, (见图 1-3-2)在可见光区存在三条特征线, 分别称为 H_α (656.2793nm), H_β (486.1327nm), H_γ (434.0466nm), 其中 H_α 谱线最强, 是埃斯特朗在1853年发现的。在紫外还有 H_δ (410.1738nm) 等线, 光谱线形成从可见到近紫外分布渐密的线系。巴耳末最早用波长 λ 表示谱线系:

$$\lambda = B \frac{n^2}{n^2 - 2^2}, \quad n = 3, 4, 5 \dots\dots$$

当 $n \rightarrow \infty$ 时 $\lambda \rightarrow B$, 达到了这个线系的极限波长, $B \approx 364.56\text{nm}$ (H_∞), 称为线系限。引入里德伯常数后, 上式用 $\tilde{\nu}$ 波数 (即波长的倒数 $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}$) 表示:

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \frac{4}{B} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 3, 4, 5 \dots\dots$$

$R_H = 4/B$, $\tilde{\nu}_\infty = RH/2^2$ 为线系的极限波数, 称为线系限。巴耳末系是氢原子由 $n = 3, 4, 5 \dots\dots$ 各能级跃迁到 $n = 2$ 能级时发射的光谱线组成。图 1-3-5 示氢原子各谱线系的能级图, 谱线的波长以 nm 为单位。

赖曼系 Lyman series

帕邢系 Paschen series

布喇开系 Brackett series

氢原子的各谱线系的波数都可用广义巴耳末公式表示, 式中 $Z = 1$ 。

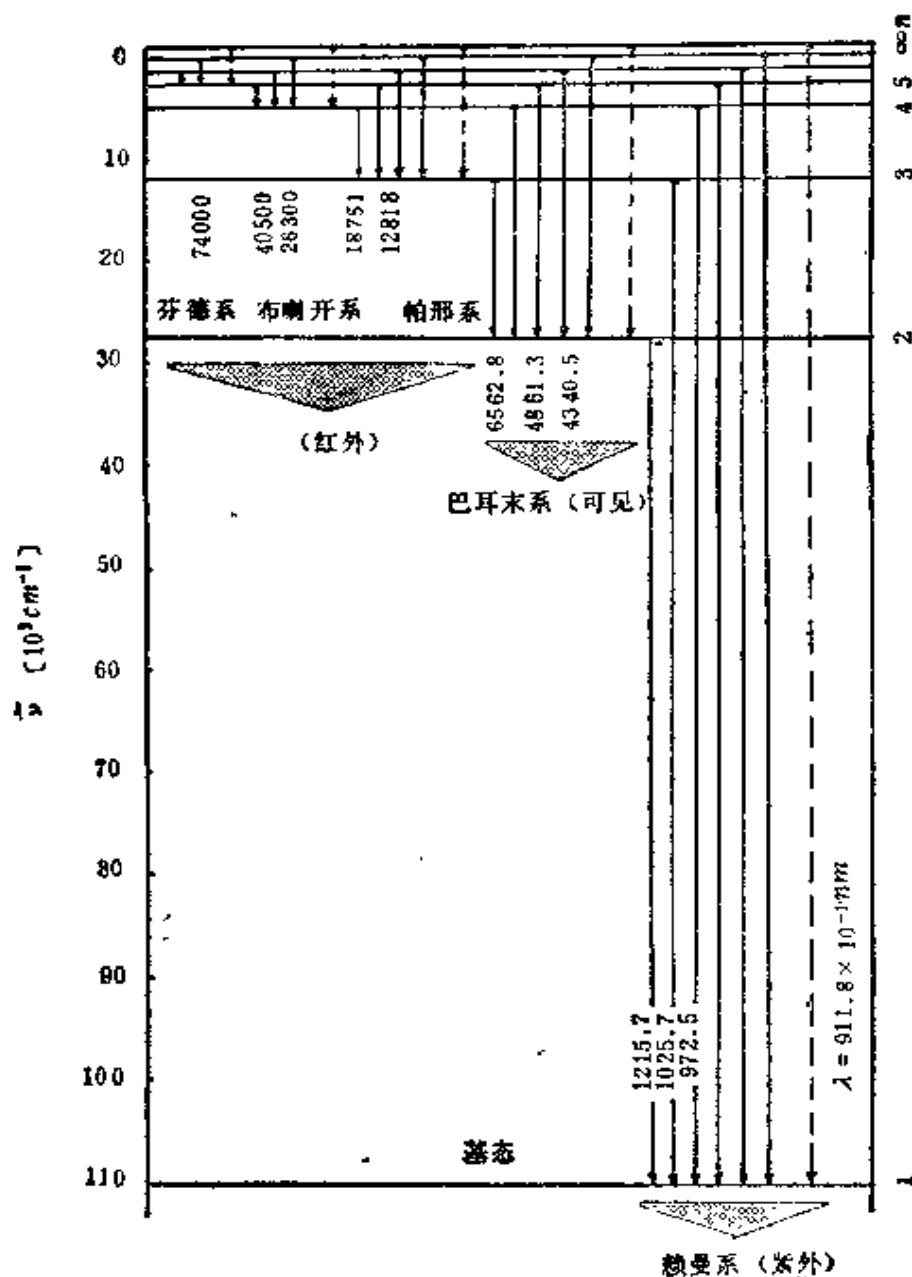


图 1-3-5

$$\tilde{\nu} = R_H \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

对于一个线系, m 为定值, $n > m$, 例如:

赖曼系 $m = 1$, $n = 2, 3, 4 \dots$ 紫外区

巴耳末系 $m = 2$, $n = 3, 4, 5 \dots$ 可见区

帕邢系 $m = 3, n = 4, 5, 6 \dots$ 红外区

布喇开系 $m = 4, n = 5, 6, 7 \dots$ 红外区

各谱线系对应氢原子从 $n > m$ 的能级跃迁到 m 能级所发射的谱线组成。例如赖曼系就是氢原子所有激发态到基态所发射的光谱线组成（见图1-3-5）。

芬德系 Phund series

汉弗莱系 Humphreys series

汉森—斯特朗系 Hansen-Strong series

氢原子的其它各谱线系的波数都可用广义巴耳末公式表示：

$$\tilde{\nu} = R_H \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), n > m, \text{ 例如:}$$

芬德系 $m = 5, n = 6, 7, 8 \dots$ 远红外区

汉弗莱系 $m = 6, n = 7, 8, 9 \dots$ 远红外区

汉森—斯特朗系 $m = 7, n = 8, 9, 10 \dots$ 微波区

各谱线系对应氢原子从 $n > m$ 的能级跃迁到 m 能级所发射的谱线组成。例如芬德系就是氢原子从 $n > 5$ 的高能级跃迁到 $m = 5$ 能级所发射的光谱线组成（见图1-3-5）。

里德伯常数 Rydberg constant

描述原子谱线系的公式中引入的经验常数 R 。根据波尔理论，当电子绕固定原子核运动时，里德伯常数等于

$$R_{\infty} = \frac{2\pi^2 m e^4}{c h^3}$$

式中 m, e 为电子的质量和电荷量， c 为光速， h 为普朗克常数。

如果考虑原子核的运动，必须用电子—原子核系统的折合质量 μ 代替电子质量 m ：

$$R_{\mu} = \frac{2\pi^2 \mu e^4}{c h^3} = \frac{2\pi^2 m e^4}{c h^3 (1 + m/M)} = R_{\infty} / (1 + m/M)$$

式中 M 为原子核质量,当原子核质量 M 趋于 ∞ 时, $R_M = R_\infty$,因此 R_∞ 表示质子核质量 M 为无穷大时的里德伯常数。例如对氢原子, M_H 为质子的质量, $m/M_H = 1/1836.15$,氢原子的里德伯常数: $R_H = R_\infty \frac{1}{1 + m/M_H} = 10967758.4\text{m}^{-1}$,而氘原子的里德伯常

数: $R_D = R_\infty \frac{1}{1 + m/M_D} = 10970741.9\text{m}^{-1}$ 。

尤雷(H.C.Urey)在1932年实验中就是根据里德伯常数这个微小的差别,从光谱线证实了氢的同位素氘原子的存在。

里德伯常数是原子物理中重要的基本常数之一。可从原子特定光谱线的波长测量中推得。早期测量中所能达到的精度主要受发射谱线的多普勒展宽的限制,使精细结构分量相互重叠而不能分辨。无多普勒光谱学方法和技术的发展已使早期用常规高分辨光谱学方法所得的结果全面改观,用无多普勒饱和吸收,偏振光谱学等方法使测量精度提高了1—2个量级。不同的近代光谱学测量方法给出了相符一致的结果。现代值:

$$R_\infty = 10973731.534(13)\text{m}^{-1}$$

类氢离子光谱 spectrum of hydrogen-like ion

类氢离子是原子核外仅有一个电子的离子。它们具有与氢原子类似的结构,因而类氢离子的光谱与氢原子光谱类似。实验证明玻尔理论能成功地解释类氢离子 He^+ , Li^{2+} , Be^{3+} 等以及只有一个电子的任何其它离子的光谱。类氢离子的原子核带有 Z (>1)的正电荷。根据广义巴耳末公式,光谱线波数可表示为:

$$\tilde{\nu} = RZ^2 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

式中 m , n 为主量子数, $n > m$,对每一个 m 值,构成一个谱线系。例如 He^+ 离子($Z = 2$), Li^{2+} 离子($Z = 3$), Be^{3+} 离子($Z = 4$)均满足上式。此时 R 分别对应 He^+ 、 Li^{2+} 、 Be^{3+} 离子的里德伯常数

$R_{\text{He}}, R_{\text{Li}}, R_{\text{Be}}$ 。与氢原子光谱相比,类氢离子的差别只是能级量值和辐射频率都增加了 Z^2 倍,里德伯常数也稍有变化,导致谱线向短波方向移动。

氦 He^+ 离子皮克林系是1897年皮克林在星体光谱中发现的,对应 $m=4, n=5, 6, 7, \dots$ 的一个谱线系。1930年分别已观察到二次电离 Li^{2+} ($Z=3$) $m=1, n=2, 3, 4, \dots$ 处在真空紫外区的一个谱线系以及三次电离 Be^{3+} ($Z=4$) $m=1, n=2, 3, 4, \dots$ 处在真空紫外区的一个谱线系。

皮克林系 Pickering series

1897年天文学家皮克林 (W·H·Pickering) 在观察船艙座ζ星的光谱中发现一个很像巴耳末系的谱线系,其波数可表为:

$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), n = 2.5, 3, 3.5, \dots$$

与巴耳末系比较, n 除了整数外,还有半整数。图1-3-6中较高的一组谱线是氢原子的巴耳末系谱线,较短的一组代表皮克林系谱线,它是 He^+ 离子的谱线。从图中可以看到,皮克林系中每隔一条谱线与氢原子的巴耳末系的谱线几乎重合;另有一些谱线位于巴耳末系两邻近谱线之间,对应于 n 的半整数。起初人们以为皮克林系就是氢的光谱线,只是地球上的氢不同于星球上的氢。玻尔根据他的理论,提出皮克林系不是氢原子的光谱线而是 He^+ 的线系。经实验证明皮克林系是氦离子 He^+ 的一个线系。根据玻尔理论, $Z=2$, 如取 $m=4$, 广义巴耳末公式可表示为:

$$\begin{aligned} \tilde{\nu} &= 4R_{\text{He}} \left[\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right], n = 5, 6, 7, \dots \\ &= R_{\text{He}} \left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{(n/2)^2} \right] \end{aligned}$$

此即皮克林系,与实验结果完全一致,图中几个皮克林系的谱线与巴耳末系几乎重合部分的谱线波长略有差别,这是由于 He^+ 离

子的里德伯常数与氢原子的略有不同。表1-3-3 给出氦离子 He^+ 皮克林系谱线与氢原子巴耳末系谱线的比较。

表 1-3-3

He^+	H
656.01(nm)	656.28(H_α)
541.16	
485.93	486.13(H_β)
456.16	
433.87	434.05(H_γ)
419.99	
410.00	410.17(H_δ)

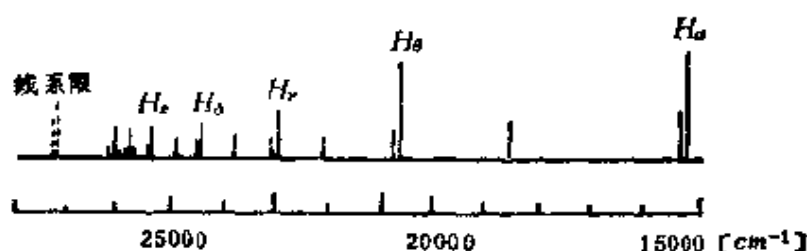


图 1-3-6

碱金属原子光谱 atomic spectrum of alkali metal

主线系 principal series

碱金属原子由原子实和外层一个价电子组成。由于其结构与氢原子类似，又称为类氢原子。其光谱规律与氢原子相类似，光谱线也明显分为几个线系。通常观察到的四个线系：主线系、第一辅线系（漫线系）、第二辅线系（锐线系）和伯格曼线系（基线系）。碱金属原子的光谱项可表为：

$$T(n^*) = \frac{R}{n^{*2}} = \frac{R}{(n - \Delta)^2}$$

式中 n^* 为有效量子数 ($n^* = n - \Delta$)， R 为里德伯常数， Δ 为量子亏损 (量子缺) 与角动量量子数 l 有关。原子实的极化和贯穿轨道使其能级比相应的氢原子能级为低。图1-3-7是锂原子的能级图和光谱线系的示意图。

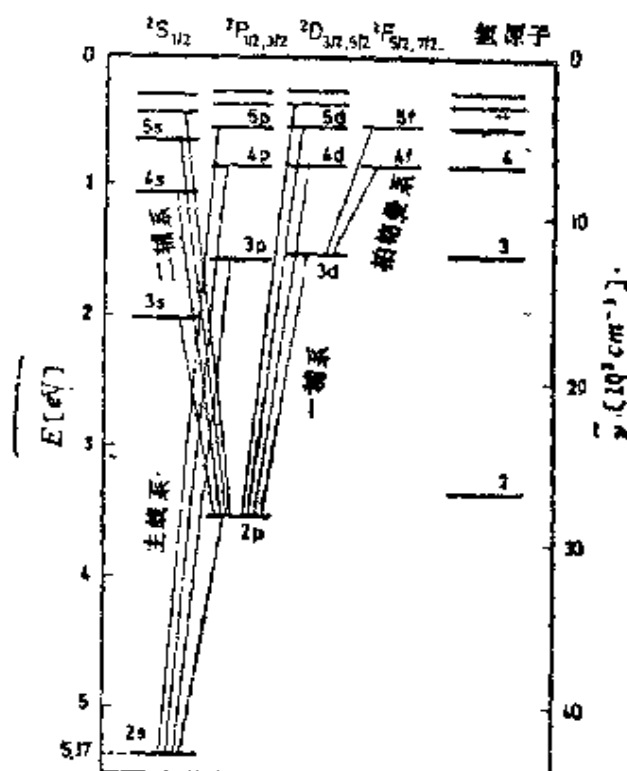


图 1-3-7

碱金属原子的光谱线系公式类似巴耳末公式，其波数可用下式表示：

$$\tilde{\nu} = R \left[\frac{1}{(n_0 - \Delta_0)^2} - \frac{1}{(n - \Delta)^2} \right]$$

式中 n_0 ， n 分别是下能级和上能级的主量子数， Δ_0 ， Δ 是量子亏损。以锂原子为例，原子实内的电子数是2，价电子所在的轨道的主量子数 $n \geq 2$ ，主线系公式为：

$$\text{主线系 } \tilde{\nu} = \frac{R_{Li}}{(2 - \Delta_s)^2} - \frac{R_{Li}}{(n - \Delta_p)^2}, n = 2, 3, 4, \dots,$$

$$(\tilde{\nu} = 2S - nP)$$

上式中 Δs , Δp 为对应于 $l = 0, 1$, 的量子亏损, 括号内表示确定的线系不同能级之间的跃迁。其他碱金属原子线系公式与此相类似, 按锂, 钠, 钾, 铷, 铯, 钫的次序原子实内的电子数分别是 2, 10, 18, 36, 54, 86, 价电子所在轨道的主量子数分别为 $n \geq 2$, $n \geq 3$, $n \geq 4$, $n \geq 5$, $n \geq 6$, $n \geq 7$ 。图 1-3-8 是钠原子的能级图和光谱线系的示意图。

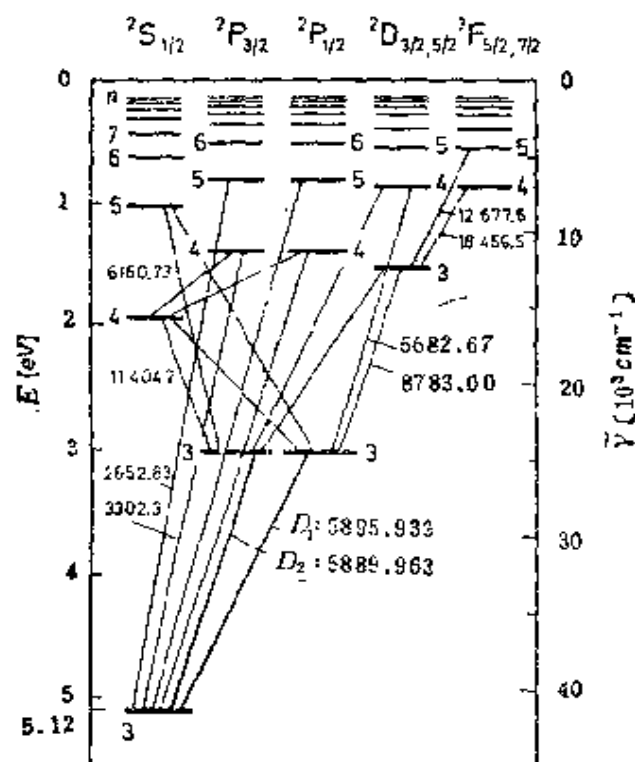


图 1-3-8

第一辅线系 first subordinate series

漫线系 diffuse series

第一辅线系是碱金属原子光谱中从 d 能级 ($l = 2$) 到 p 能级 ($l = 1$) 跃迁的一个线系。其波数可表为:

$$\tilde{\nu} = \frac{R}{(n_0 - \Delta_p)^2} - \frac{R}{(n - \Delta_d)^2}$$

式中 R 是里德伯常数, Δ_p, Δ_d 是量子缺, n_0, n 分别是外层价电子在 p 能级和 d 能级的量子数。对锂, 钠, 钾, 铷, 铯, 钫, n_0 分别等于2, 3, 4, 5, 6, 7, $n \geq n_0$ (锂除外)。这个线系的谱线较宽, 故又称为漫线系。通常还可表为:

$\tilde{\nu} = n_0 P - n D$ 。对锂原子: $\tilde{\nu} = 2P - nD$ ($n = 3, 4, 5$), 钠原子: $\tilde{\nu} = 3P - nD$ ($n = 3, 4, 5 \dots$)。如图1-3-7、1-3-8。

第二辅线系 second subordinate series

锐线系 sharp series

是碱金属原子光谱中外层电子从 s 能级 ($l = 0$) 到 p 能级 ($l = 1$) 间跃迁的一个线系。其波数可表为:

$$\tilde{\nu} = \frac{R}{(n_0 - \Delta_p)^2} - \frac{R}{(n - \Delta_s)^2}$$

式中 R 是里德伯常数, Δ_p, Δ_s 是量子缺, n_0, n 分别是 P 能级和 S 能级的主量子数。对锂, 钠, 钾, 铷, 铯, 钫, n_0 分别等于2, 3, 4, 5, 6, 7, $n > n_0$ 。这个谱线系的谱线较锐, 又称锐线系, 通常还可表为:

$\tilde{\nu} = n_0 P - n S$ 。对锂原子: $\tilde{\nu} = 2P - nS$ ($n = 3, 4, 5 \dots$), 钠原子: $\tilde{\nu} = 3P - nS$ ($n = 4, 5, 6 \dots$), 如图1-3-7, 1-3-8。

伯格曼线系 Bergman series

基线系 fundamental series

又称基线系。是碱金属原子光谱中从 f 能级 ($l = 3$) 到 d 能级 ($l = 2$) 跃迁的一个线系, 处在红外区。其波数可表为:

$$\tilde{\nu} = \frac{R}{(n_0 - \Delta_d)^2} - \frac{R}{(n - \Delta_f)^2}$$

式中 R 是里德伯常数, Δ_d, Δ_f 是量子缺, n_0, n 分别是 d 能级和 f

能级的主量子数。对锂，钠，钾， $n_0 = 3$ ， $n > 3$ 。对铷： $n_0 = 4$ ， $n > 4$ 。伯格曼线系通常还可表为：

$$\tilde{\nu} = n_0 D - n F$$

见图1-3-7、1-3-8。

碱金属原子光谱的精细结构 fine structure of atomic spectrum of alkali metal

当用分辨本领足够高的分光仪器观察碱金属原子的一条光谱线时，发现它们由两条或三条谱线组成，具有精细结构，称为碱金属原子光谱的精细结构。例如钠主线系的第一条谱线就是由589.0nm和589.6nm两条线组成，具有双重结构。

碱金属原子谱线的双重结构是由于电子自旋与轨道运动相互作用的结果。碱金属原子在满壳层外只有一个价电子，满壳层的角动量为零，则 m 价电子的总角动量就等于原子的总角动量。电子的总角动量量子数 $j = l \pm \frac{1}{2}$ ， l 为角量子数， $s = \frac{1}{2}$ 为自旋量子数。电子自旋与轨道相互作用结果使能级分裂为双重结构，对应 $j = l + \frac{1}{2}$ 和 $j = l - \frac{1}{2}$ 态，理论计算给出碱金属原子的双层能级间隔，可用波数表为：

$$\Delta \tilde{\nu} = \frac{R\alpha^2 Z^{*4}}{n^3 l(l+1)}$$

式中 α 为精细结构常数($\alpha \sim \frac{1}{137}$)， Z^* 为有效电荷。由上式可知双线的裂距随 n ， l 增加而减小，随 Z^* 的增加而迅速增加，与实验结果相一致。

碱金属原子的光谱线满足单电子辐射跃迁的选择定则： $\Delta l = \pm 1$ ， $\Delta j = 0, \pm 1$ ，各光谱线系对应原子态的跃迁可表示如下：

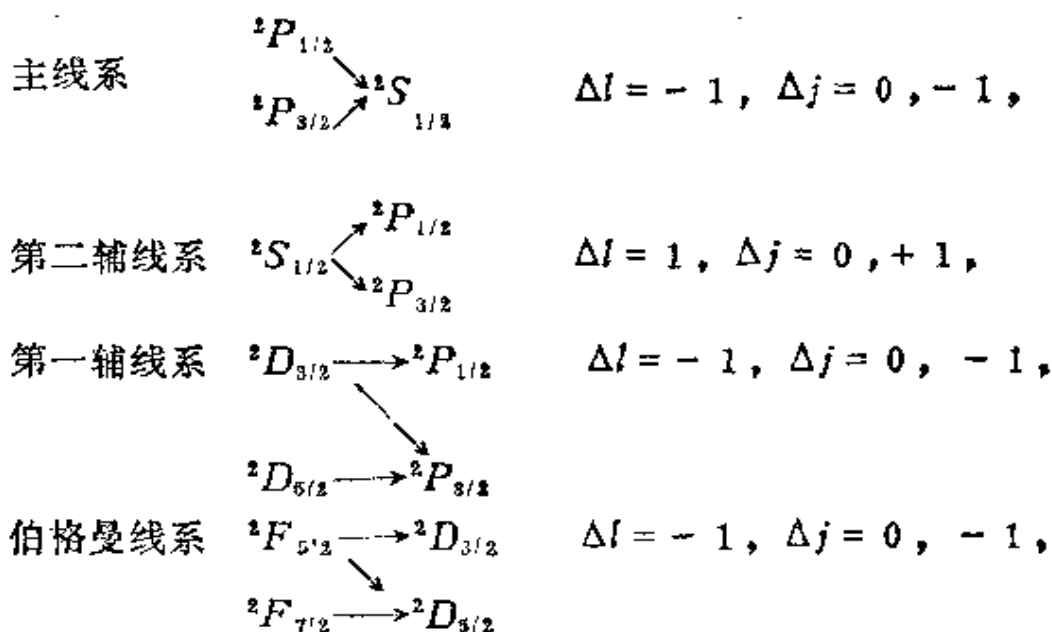


图1-3-9中 (a), (b), (c), (d) 分别对应上列四个线系的跃迁。其中主线系和第二辅线系是双线精细结构，第一辅线系和伯格曼线系是三重线精细结构。

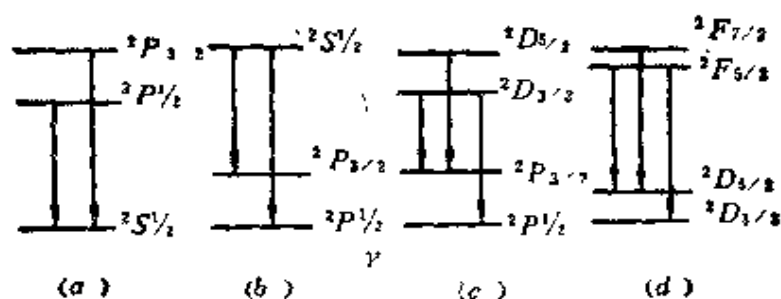


图 1-3-9

氦原子光谱 atomic spectrum of helium

氦原子光谱如同碱金属原子一样，存在一系列谱线系。但它有两套谱线系，一套是单层结构，另一套是三层结构，它们各自有主线系，第一辅线系，第二辅线系，伯格曼线系等，产生两套相互独立的光谱，两套能级之间没有相互跃迁。单层能级间产生单线结构的光谱，三层能级之间跃迁产生复杂的多线结构光谱。1868

年在太阳日珥的光谱中观察到著名的黄色 D_3 线从而发现了氦，如用高分辨分光仪器可以分辨其多重谱线结构。人们早先以为有两种氦，产生单线光谱的称为仲氦，而产生多线结构的称为正氦。氦原子的两个价电子当处于基态时电子组态为 $1s1s$ ，如果一个电子被激发到较高能态如 $2s, 2p, 3s, 3p, 3d$ 等，而另一电子仍处在 $1s$ 态，按 LS 耦合、两个电子自旋量子数合成为总自旋量子数 $S = 0, 1$ ，对应原子能级单层结构 ($S = 0$) 和三层结构 ($S = 1$)。根据洪德定则，对同一电子组态三重态 (S 大) 比单态能级底。氦原子的基态由于受泡利原理的限制，电子自旋只能反平行取向构成 $1S_0$ 态。而不存在 $1S_1$ 态。图 1-3-10 是氦原子能级图的两套能级及各线系一些允许跃迁。氦原子能级间跃迁满足选择定则： $\Delta S = 0, \Delta L = \pm 1, \Delta J = 0, \pm 1$ ，图中 2^1S_0 和 2^3S_1 分别为第一第二激发态，是亚稳态。

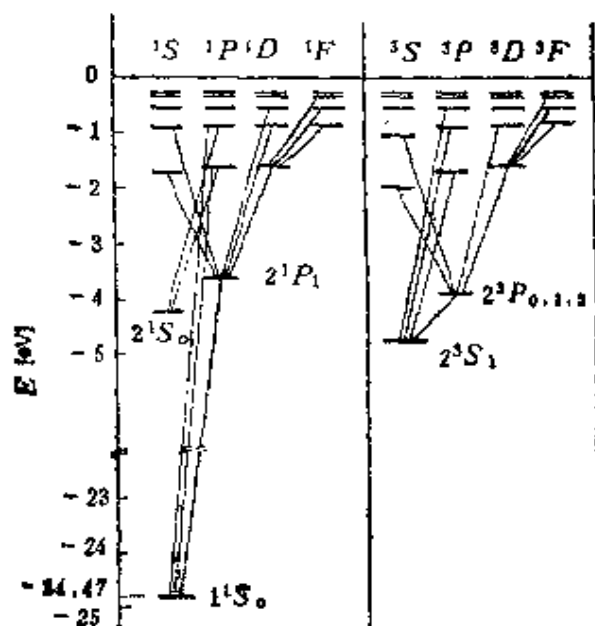


图 1-3-10

单层能级产生的各线系都是单线结构，而三层能级间跃迁产生的主线系 ($^3P_{2,1,0} \rightarrow ^3S_1$) 和第二辅线系 ($^3S_1 \rightarrow ^3P_{2,1,0}$) 都是由三条谱线组成，第一辅线系 ($^3D_{3,2,1} \rightarrow ^3P_{2,1,0}$) 由六条谱线组成，必

须用足够高分辨率的分光仪器才能分辨观察到。

多重态 multiplet

单一态 singlet

双重态 doublet

三重态 triplet

原子量子态具有多重性，称为多重态。总轨道量子数为 L 的多重态的重数由总自旋量子数 S 决定，通常等于 $2S + 1$ ，各量子状态可用不同的总角动量量子数 J 表示。例如，对具有两个价电子的原子如氮原子，当自旋方向平行时，就得到三重态 ($S = 1$)；反平行时，就得到单一态 ($S = 0$)。在钆原子 ($4f^7 5d^1 6s^2$) 中可观察到原子光谱中最大多重态的重数等于11 ($S = 5$)。碱金属原子量子态具有双重性，称为双重态。钠原子光谱中的双线和三重线结构都起源于钠的双重态。表 1-3-4 是多重态的重数与总自旋量子数的关系。

表1-3-4 多重态的重数与总自旋量子数关系

多 重 态	S	$2S + 1$
单 一 态	0	1
双 重 态	$1/2$	2
三 重 态	1	3
四 重 态	$3/2$	4
五 重 态	2	5
六 重 态	$5/2$	6
七 重 态	3	7
八 重 态	$7/2$	8
九 重 态	4	9
十 重 态	$9/2$	10
十一重 态	5	11

复双重线 composite doublet

复三重线 composite triplet

超多重线 supermultiplet

在碱金属原子光谱的第一辅线系和伯格曼线系都是三重线结构。如用分辨率较低的分光仪器只能观察到双线，其中较强的一条是由于 D 能级分裂较小，使 $^2P_{3/2} - ^2D_{3/2}$ 和 $^2P_{3/2} - ^2D_{5/2}$ 的两条线几乎重合，人们把这一组线称为复双重线。

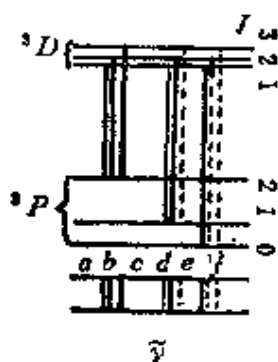


图 1-3-11

三重态能级之间的跃迁，例如氮原子第一辅线系 $^3D_{3,2,1} - ^3P_{2,1,0}$ 由六条谱线组成。如图1-3-11所示谱线 a, b, c, d, e, f 。图中虚线表示选择定则所禁戒，实线的宽度表示谱线强度。这样一组谱线称为复三重线。由图可知其中 a, b 两线间隔距离与 d, e 两线间的距离相等。根据这个间隔规则就可以判断含有六条谱线的光谱是否属于复三重线。

从某一给定离子光谱项中得出的多重数相同、电子组态相同的原子光谱项，称为一个多重群。在两个多重群光谱项之间的所有跃迁产生的谱线，称为超多重线。

受激态原子寿命 atomic lifetime of excited state

大量原子停留在受激态(激发态)的平均时间。原子通常处在能量最低的基态，它通过同其它原子或电子碰撞或吸收光子而从外界获得能量，使原子激发跃迁到高能级而处于受激态。到达受激态的原子停留一段时间后，能自发地从高能级跃迁回到较低能级并以光的形式辐射能量。每个原子在受激态停留的时间长短不一，而大量原子在受激态停留的平均时间有确定的值，称为受激态原子寿命或简称原子寿命。以符号 τ 表示。

如果受激态 E_2 下面只有基态 E_1 ,原子体系在 $t=0$ 时,单位体积有 n_0 原子数被激发到受激态 E_2 。设原子不受任何外界影响(碰撞,高能级的级联效应等),通过自发发射, E_2 的原子数 n_2 随时间 t 按指数衰减:

$$n_2 = n_0 \exp(-A_{21}t)$$

A_{21} 是原子自发发射跃迁几率。计算可得原子在受激态的平均寿命

$$\tau_2 = \frac{1}{A_{21}}, \text{也是受激态的原子数减少到原来的} 1/e \text{所经历的时间。}$$

如果受激态 E_n 下面有 m 个能级,则原子自发发射跃迁几率为

$$\sum_m A_{nm}, \text{受激态寿命为 } \tau_n = \frac{1}{\sum_m A_{nm}}。 \text{原子寿命长,表示状态稳}$$

定,自发发射跃迁几率低;而寿命短,则自发发射跃迁几率大。原子在受激态的寿命可以从实验测定,如通过束箔光谱学、原子束和分子束以及激光激发或电子激发的延迟符合等方法。例如对氢原子巴耳末系第一条线的跃迁($\lambda = 656.3 \text{ nm}$)测得在 $n=3$ 受激态寿命 $\tau \approx 1.5 \times 10^{-8} \text{ s}$ 。受激态原子寿命也可由量子力学理论计算得到。

选择定则 selection rule

容许跃迁 allowable transition

原子两状态的量子数间满足一定的关系时,跃迁得以发生,量子数之间的这种关系称为选择定则。量子跃迁的自发辐射、受激辐射和受激吸收这三种不同的过程都遵从完全相同的选择定则。跃迁几率较大的跃迁称为容许跃迁。根据量子力学,通常原子中量子态间的允许跃迁的辐射,取决于原子电荷分布中的电偶极矩,称为电偶极辐射。对电偶极辐射,跃迁只能发生在不同宇称的状态之间,即从偶性态(原子中各电子的 l 量子数相加为偶数时)到奇性态(原子中各电子的 l 量子数相加为奇数时),或从奇性态到偶性态。原子中电子按照耦合的类型遵从下列选择定则:

1. LS 耦合:

$$\Delta L = 0, \pm 1$$

$$\Delta S = 0$$

$$\Delta J = 0, \pm 1 \text{ (} J = 0 \text{ 到 } J = 0 \text{ 的跃迁是禁戒的)}$$

2. jj 耦合:

$$\Delta j_p = 0$$

$$\Delta j = 0, \pm 1 \text{ } \left. \vphantom{\Delta j = 0, \pm 1} \right\} \text{或对换}$$

$$\Delta J = 0, \pm 1 \text{ (} J = 0 \text{ 到 } J = 0 \text{ 的跃迁是禁戒的)}$$

原子光谱的实验观测和分析证实了上述选择定则的规律。通常光谱线都属于电偶极辐射,但在适当条件下也可能出现非常弱的电四极和磁偶极的辐射,这种辐射遵从不同的规律、辐射跃迁几率很小。能级间凡不遵从电偶极辐射的选择定则的跃迁,称为禁戒跃迁。与禁戒跃迁相对应的谱线称为禁线。由于某一对能级间,对电偶极辐射是完全禁戒时,对磁偶极和电四极辐射等可能是允许的,所以禁戒跃迁实际是跃迁几率较小的跃迁。例如电四极辐射跃迁的选择定则是 $\Delta l = 0$ 或 2 ,如下能级是基态,上能级是亚稳态,从亚稳态到基态的跃迁几率虽小,但辐射谱线的强度也可能很大。

X射线谱 X-ray spectrum

X射线发射谱 X-ray emission spectrum

轫致辐射谱 bremsstrahlung spectrum

X射线谱由X射线发射谱和吸收谱组成。X射线发射谱可分为两类:一类是高能电子减速所产生的轫致辐射谱,另一类是X射线标识谱。当高速电子接近原子核时,受原子核库仑场的作用而偏转并急剧减速,电子的动能转化为辐射能,产生电磁辐射,这种辐射称为轫致辐射或碰撞辐射。轫致辐射中由于电子是自由的,初态能量 E_0 和末态能量 E 不是量子化的,而是连续的,轫致辐射

构成连续谱的短波限 λ 。(对应频率极大 ν_{\max}) 由X射线管加速电压 V_0 决定: $h\nu_{\max} = eV_0$, h 为普朗克常数, e 为电子电荷。韧致辐射连续谱发射光子能量: $h\nu = E_0 - E$, 反应过程可表为:

原子 + e^- (高速) \rightarrow 原子 + e^- (减速) + $h\nu$ 。图 1-3-13 是钨靶在不同管电压下产生的X射线韧致辐射谱。通常从某一短波限开始一直延续到长波区域。图1-3-13是韧致辐射过程示意图。

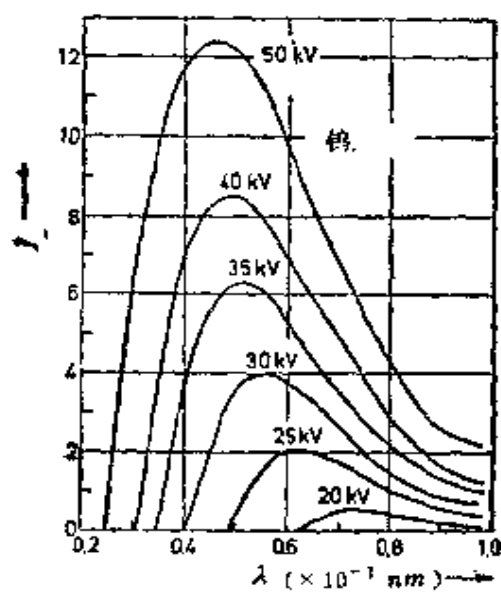


图 1-3-12

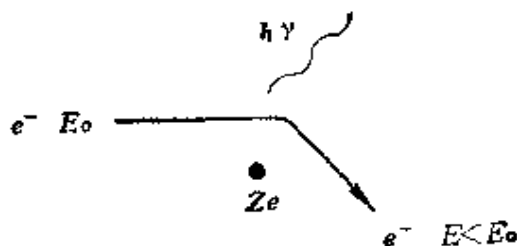


图 1-3-13

标识谱 characteristic spectrum

特征谱 characteristic spectrum

另一类X射线发射谱是标识谱(或特征谱), 它能反映元素内部结构。图1-3-14是掺钨(R_n)杂质的钨(R_k)靶极的X射线标识谱, 它叠加在连续谱上, 是不同元素原子内壳层能级间的跃迁发射的线状光谱, 这种辐射称为标识辐射。标识谱线形成有规律的谱线系, 图1-3-15(a)是X射线谱线系的示意图, (b)是对应能级图用字母K, L, M, N标识。K系是外层电子落到K层(主量子数 $n=1$) 中的空位时发射的线系, 为波长最短的系。

L , M , N 系分别是外层电子落到 $L(n=2)$, $M(n=3)$, $N(n=4)$ 等层中的空位时发射的线系。空位是由内壳层电子电离形成的。图中 $h\nu_K, h\nu_L, h\nu_M$ (向外箭矢) 等过程分别表示从 K, L, M 层电子电离能量。要产生X射线标识谱, 首先就需要把原子的内层电子电离而产生内层空穴。 K 系的第一条谱线 K_α 的波数可表示为,

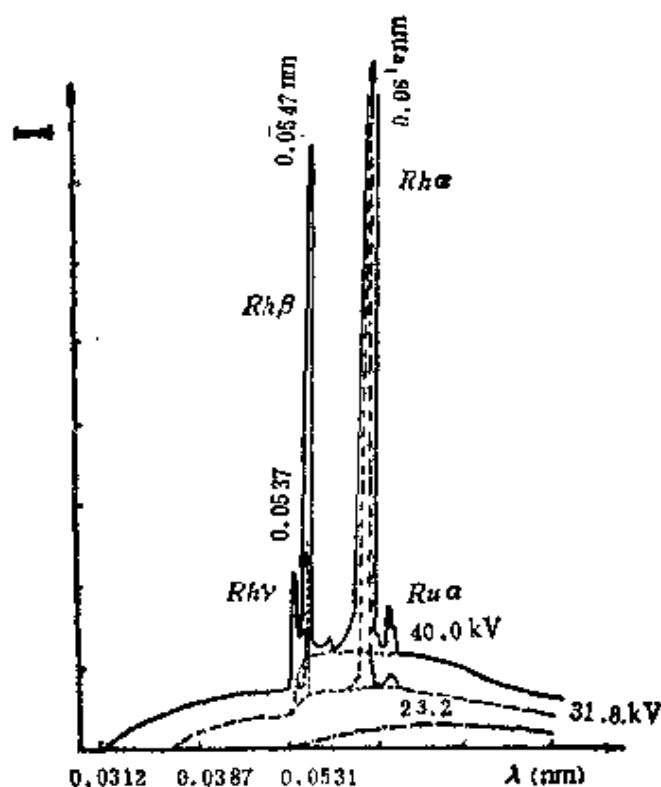


图 1-3-14

$$\tilde{\nu}_{K_\alpha} = R(Z-1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right)$$

L 系的第一条谱线 L_α 的波数可用下式描述:

$$\tilde{\nu}_{L_\alpha} = R(Z-7.4)^2 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right)$$

式中 R 为里德伯常数, Z 为原子序数。

X射线标识谱满足电偶极辐射跃迁的选择定则并具有精细结构。

X射线标识谱在晶体衍射技术中已得到了广泛的应用。

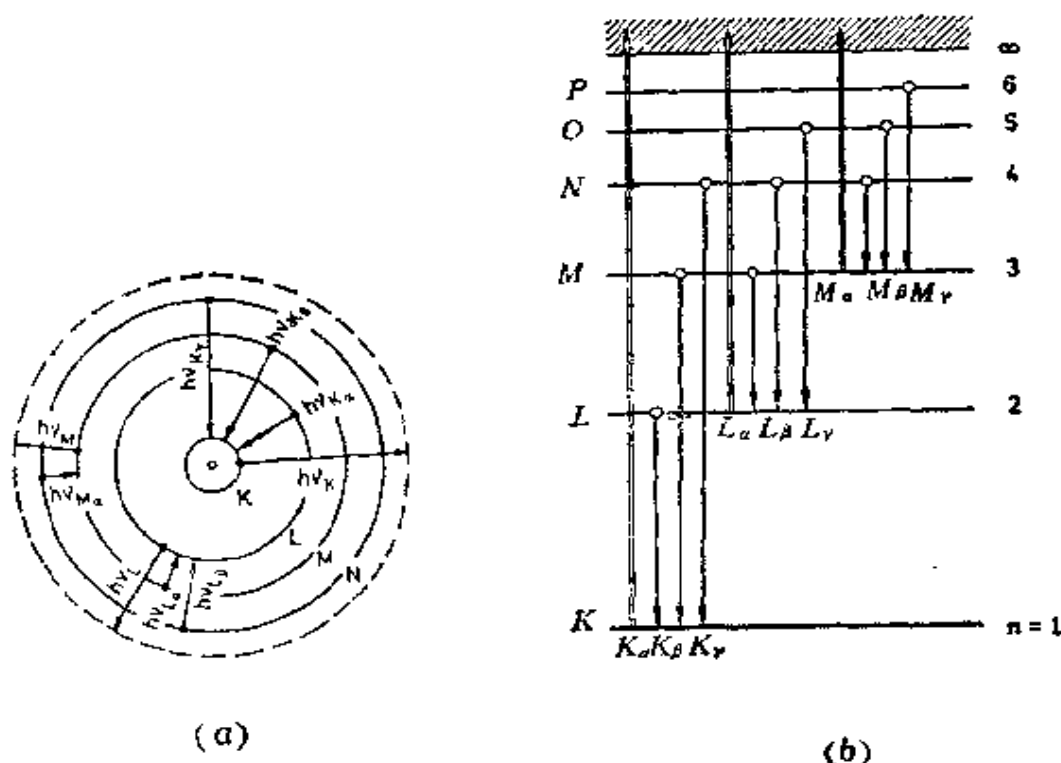


图 1-3-15

X射线吸收谱 X-ray absorption spectrum

吸收限 absorption edge

X射线与其他电磁辐射一样，通过物质时会发生吸收和散射。X射线吸收谱通过吸收系数与能量关系描述，X射线吸收情况，如图 1-3-16，是铂(Pt)的吸收谱。吸收系数随能量的增加急剧下降，对应吸收系数突然升到极大值处的能量称为吸收限。分别表示光子能量足够使对应于K, L, M壳层的电子电离。图中还有子壳层的吸收限 L_I, L_{II}, L_{III} 等，对应精细结构。

由实验可知吸收系数与波长（或频率）的关系可表示为：

$$\mu_{\text{吸收}} \simeq C \frac{Z^x}{(h\nu)^3} = C' \lambda^3 Z^x, \quad 3 \leq x \leq 4$$

C, C' 在一定波长范围内是常数。上述规律说明 X 射线的波长愈

短（或增加加速电压），穿透能力愈强；原子序数 Z 愈大的铅、铁等元素的吸收比原子序数较小的碳、氢等大得多。

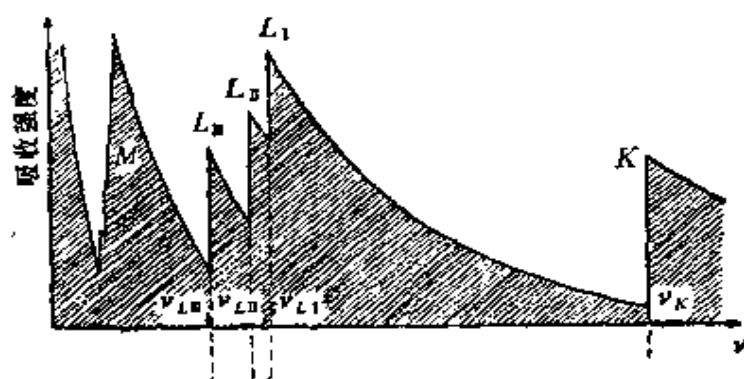


图 1-3-16

质量衰减系数 mass-attenuation coefficient

质量吸收系数 mass-absorption coefficient

质量散射系数 mass-scattering coefficient

X射线通过物质后的射线强度会逐步减低。如吸收物厚度为 x ，射线强度为 I_0 ， I 与 x 满足如下关系：

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

式中 μ 称为衰减系数， $\mu = -\frac{dI}{I dx}$ 。 μ 是射线经过单位厚度的减弱百分数。衰减是由吸收和散射两个过程产生的，可表示为： $\mu = \tau + \sigma$ 。 τ ， σ 分别为吸收系数和散射系数。

上式 I 与 x 关系亦可写为：

$$I = I_0 e^{-\frac{\mu(\rho x)}{\rho}}$$

式中 ρ 是物质的密度。

$$\frac{\mu}{\rho} = -\frac{dI}{I(\rho dx)} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho}$$

μ/ρ ， τ/ρ ， σ/ρ 分别代表射线经过单位面积具有单位质量一层物

质后减弱、吸收和散射的百分数，分别称为质量衰减系数，质量吸收系数，质量散射系数。

原子衰减系数 atomic attenuation coefficient

原子吸收系数 atomic absorption coefficient

原子散射系数 atomic scattering coefficient

吸收是一种原子的过程。如果把衰减系数，吸收系数，散射系数分别用单位厚度和单位截面中的原子除，分别得到原子衰减系数 μ_a ，原子吸收系数 τ_a 和原子散射系数 σ_a 。可表为：

$$\mu_a = \frac{\mu}{\rho N} \cdot \frac{1}{A}, \quad \tau_a = \frac{\tau}{\rho N} \cdot \frac{1}{A}, \quad \sigma_a = \frac{\sigma}{\rho N} \cdot \frac{1}{A}$$

式中 N 是阿伏加德罗常数， A 为原子量。 μ_a ， τ_a ， σ_a 分别代表射线经过单位截面只有一个原子那样一层物质后被减弱，吸收或散射的百分数。分别又称为射线衰减，吸收或散射的原子截面。满足 $\mu_a = \tau_a + \sigma_a$ 。在 L 和 K 吸收限区域内铅的吸收截面如图1-3-17所示。

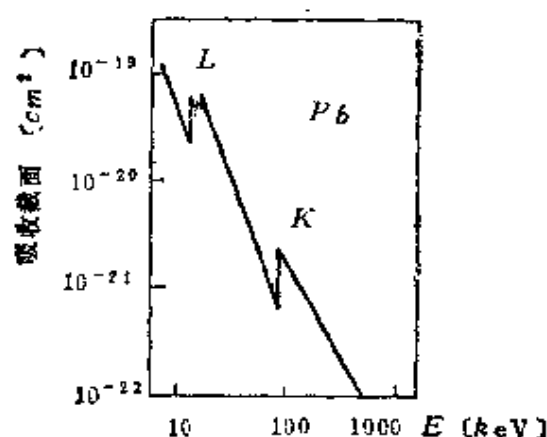


图 1-3-17

俄歇效应 Auger effect

俄歇电子 Auger electron

当原子内壳层中产生空穴后，原子回到基态的途径之一是发射X射线；另一个释放能量使原子回到基态的可能途径是通过发射电子来完成。这种现象是1925年俄歇（M·A·Auger）发现的，称为俄歇效应。图1-3-18是俄歇电子发射的示意图。首先K层电离产生空位，原子较外的壳层上的电子可能跃迁到这空位上，图中表示一个L层电子跃迁到K层填充空位，所释放的能量不发射X射线，而是从L层移去第二个电子，使电子电离，这个电子称为俄歇电子。一定的内层原子空位可以引起许多个俄歇电子的跃迁。俄歇效应类似内光电效应、俄歇电子的发射和X射线的发射是两个相互竞争的过程。图中所示的俄歇电子的动能由下式给出：

$$E = h\nu_{K\alpha} - E_L = E_K - E_L - E_L = E_K - 2E_L$$

E_L ， E_K 分别为电子在L和K层结合能。

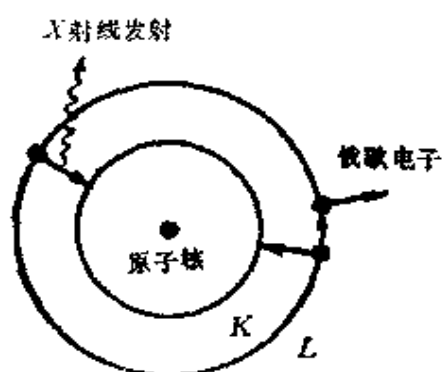


图 1-3-18

在云雾室中也能直接观测到俄歇电子。其能量可直接从云雾室中它们轨迹的长度来决定。俄歇电子发射过程与X射线发射过程的相互竞争，通常在轻原子中俄歇电子发射过程远远超过X射线发射过程，随着原子核电荷的增加，俄歇电子发射减少。可用X射线发射的几率 η 表示：

$$\eta = \frac{\text{X射线发射数}}{K(L\cdots\text{层})\text{空位数}}$$

1— η 为俄歇电子发射几率。

俄歇电子的能量低，在气体中射程非常短，约在0.3—3.0nm之间。如用具有几千电子伏的入射电子轰击样品，使表面原子失去K壳层电子产生空位。外层L电子填补K能级空位，同时发射俄歇电子（称为KLL俄歇电子），此俄歇电子的能量有特定

数值，随元素而异。检测俄歇电子能量分布，就可确定样品表面的组分。这种分析方法称为俄歇电子能谱（AES）分析。

莫塞莱定律 Moseley's law

反映各元素X射线标识谱的频率与该元素原子序数间关系的实验定律。1914年英国物理学家莫塞莱（H·G·J·Moseley）系统研究了许多元素的X射线标识谱，发现谱线频率的平方根与原子序数 Z 有线性关系，可表为：

$$\nu = a(Z - b)^2$$

式中 a ， b 是该线系的常数。例如各元素的 K_α 线系和 L_β 线系的频率可表达为：

$$\nu_{K_\alpha} = Rc(Z - \sigma_K)^2 \left[\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right]$$

$$\nu_{L_\beta} = Rc(Z - \sigma_L)^2 \left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2} \right]$$

式中 R 为里德伯常数， c 为光速， σ 为屏蔽因子， $\sigma_K = 1$ ， $\sigma_L = 7.4$ 。

按照莫塞莱规律，可根据实验测定的谱线频率准确地确定各元素的原子序数。莫塞莱发现周期表上元素如按原子序数次序排列，氩(Ar)与钾(K)、钴(Co)与镍(Ni)、碲(Te)与碘(I)等三处的位置颠倒得以纠正。原子序数是该元素原子核的电荷数，即核外电子数，是决定元素化学和物理性质的主要因素。描述光谱项值的平方根与原子序数线性关系画的图称莫塞莱图。

康普顿效应 Compton effect

康普顿散射 Compton scattering

康普顿反冲电子 Compton recoil electron

1923年美国物理学家康普顿（A·H·Compton）在研究X射线与物质散射的实验中发现当单色X射线受到散射体散射时，

辐射中除与入射X射线具有相同波长的部分外，还有另一个较长波长，两个波长的差只是散射角的函数，与入射X射线的波长及散射体的材料无关。这种现象是经典电磁理论所无法解释的，康普顿用光子与自由电子碰撞的量子说圆满解释了这种散射实验现象，因而称为康普顿效应。X射线通过散射物质后波长变长部分的散射过程称为康普顿散射。

康普顿用具有能量 $E_0 = h\nu_0$ 和动量 $p_0 = \frac{h\nu_0}{c} = h/\lambda_0$ 的光子与静止的自由电子弹性碰撞来解释上述散射现象，如图 1-3-19 示意，碰撞前(a)、后(b)同时满足动量守恒和能量守恒定律。由于光子向某方向散射时，与光子作用的电子碰撞后获得反冲动能 K 和动量 p ，这电子称为康普顿反冲电子。入射光子在碰撞过程中必将转移一部分能量给电子，使散射光子能量 $E_1 = h\nu_1$ 减小，所以散射光具有更低频率： $\nu_1 = E_1/h$ ，其波长 $\lambda_1 = c/\nu_1$ 较入射光的波长 λ_0 为长。计算可得著名的康普顿散射公式：

$$\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_0 = \lambda_c (1 - \cos\theta)$$

式中 $\lambda_c = h/m_0c = 0.00242631 \text{ nm}$ 称为康普顿波长， m_0 为电子质量； $\Delta\lambda$ 称为康普顿位移。该式与实验结果符合得极好。

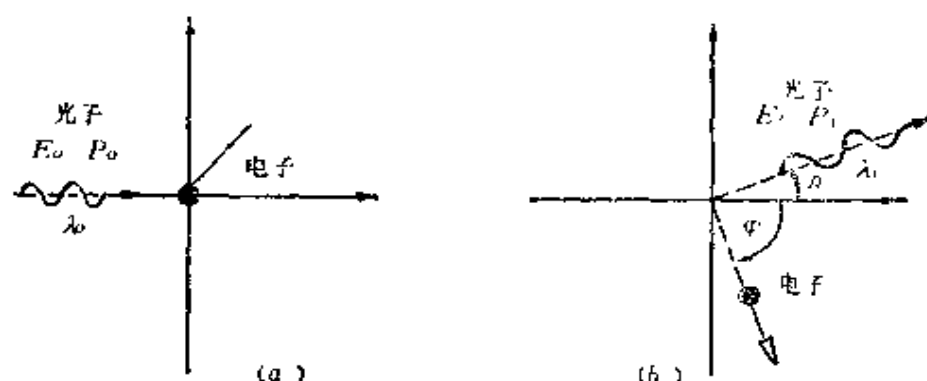


图 1-3-19

我国物理学家吴有训曾对康普顿散射实验作了重要的贡献。

康普顿效应进一步揭示了X射线的粒子性，第一次从实验上证明了光子不仅具有能量，而且具有动量。

康普顿波长 Compton wavelength

康普顿位移 Compton shift

康普顿散射公式可表为:

$$\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_0 = \lambda_c(1 - \cos\theta)$$

式中 $\lambda_c = h/m_0c = 0.00242631\text{nm}$, 称为康普顿波长, m_0 为电子质量。散射X射线波长与入射X射线波长差 $\Delta\lambda$ 称为康普顿位移。

汤姆孙散射 Thomson scattering

汤姆孙用经典理论解释X射线通过物质散射后波长不改变的散射过程。汤姆孙认为X射线是一束电磁波, 振荡电场作用于散射物中的电子, 此作用力使电子产生强迫振荡, 电子将以与入射波相同的波长(频率)辐射电磁波, 因而原子中电子从入射X射线束吸收能量然后向所有方向散射而不改变其波长。

自然线宽 natural width

谱线自然宽度 natural width of spectral line

实际观察到的原子光谱线总有一定的宽度, 根据量子力学中测不准原理: 能级宽度 ΔE 与原子受激态上的寿命 τ 满足关系: $\Delta E \cdot \tau \simeq \hbar$, 式中 $\hbar = h/2\pi$, h 是普朗克常数。只有当 $\tau \rightarrow \infty$, ΔE 才可能趋于零, 原子才能处在完全确定能量值的受激态上。由于受激态寿命是有限的, ΔE 是有限值, 即能级总有一定的宽度 ΔE , 使能级间跃迁的光谱线具有一定的宽度, 称为谱线的自然宽度或自然线宽, 可表为: $\Delta\nu = \frac{\Delta E}{h}$ 。原子发射的光谱强度按频率(或波长)

分布的谱线可用线形函数 $g(\nu)$ 来描述, 如图 1-3-20 示。 g_m 为其极大值, $g_m = I(\nu_c)$, 定义 $\frac{1}{2}g_m$ 处对应的线宽为谱线宽度, 用 $\Delta\nu_N = \nu_1 - \nu_2$ 表示。自然线宽的谱线轮廓为洛伦兹型 (Lorentzian),

线形函数满足,

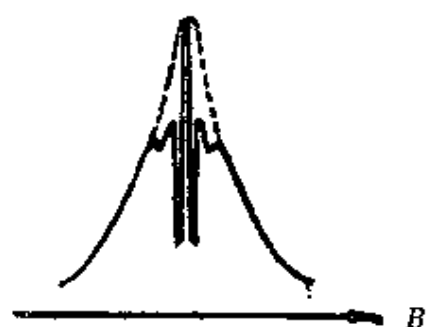


图 1-3-20

$$g(\nu) = \frac{I(\nu)}{I(\nu_0)} = \frac{\Delta\nu_N}{2\pi} \cdot$$

$$\frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Delta\nu_N}{2}\right)^2}$$

谱线的自然宽度可用: $\Delta E/E = \Delta\nu/\nu = \Delta\lambda/\lambda$ 表示, E , λ , ν 分别为对应的能量, 波长和频率。对低激发

态原子, 典型寿命值 $\tau \approx 10^{-8}s - 10^{-9}s$ 。例如钠原子 $\lambda = 589.0nm$ 的谱线自然宽度 $\Delta\nu/\nu \approx 1.6 \times 10^{-8}$ 。图中虚线表示洛伦兹型谱线轮廓。

多普勒增宽 Doppler broadening

辐射原子的无规热运动的多普勒效应使原子发射谱增宽。这种谱线增宽的现象称为多普勒增宽。由于多普勒效应, 接收具有速度 v 的运动原子光源的辐射频率时产生了辐射的多普勒频移效应。 $\nu = \nu_0(1 \pm v/c)$, ν_0 是原子静止时辐射频率, c 为光速, 当原子运动向着观察者时, 频率 ν 增加, 运动远离观察者时, 频率 ν 减小 (分别对应上式的正, 负号)。根据麦克斯韦—波耳兹曼分布, 多普勒增宽线形函数可表为:

$$g(\nu) = \frac{I(\nu)}{I(\nu_0)} = \frac{c}{\nu_0} \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{1/2} e^{-Mc^2(\nu - \nu_0)^2 / 2kT\nu_0^2}$$

式中 M 为原子质量, k 为波耳兹曼常数, T 为温度。多普勒增宽 $\Delta\nu_D$ 可表为:

$$\Delta\nu_D = 2\nu_0 \left(2\ln 2 \frac{kT}{Mc^2} \right)^{1/2} = 7.17 \times 10^{-7} (T/A)^{1/2} \nu_0$$

式中 A 为原子量。由上式可知多普勒增宽与频率 ν_0 和温度 T 的平方根成正比。通常谱线的多普勒展宽比自然线宽大得多 (约大两个

量级),因而光谱线的分辨率主要受多普勒增宽的限制。然而在微波或射频范围受激原子态间的跃迁的多普勒线宽却比自然线宽更小;近代激光技术的发展产生了多种消除多普勒增宽的实验方法。

压力增宽 pressure broadening

碰撞增宽 collision broadening

无规发射的原子之间的相互作用使谱线进一步展宽,这种谱线随压强的增大而增宽的现象称为压力增宽。其中一类由于光发射中心与其它原子间的碰撞使发射光中断,原子状态的寿命缩短,使谱线进一步增宽的现象称为碰撞增宽。在气压不太大时,谱线碰撞展宽可表示为: $\Delta\nu_c = ap$, a 为比例常数, p 为压强,其线形函数为洛伦兹型。其它类型还有原子间电场引起的斯塔克增宽,晶体光谱中的场增宽等。其中二级斯塔克增宽谱线不仅增宽,而且还有谱线的移位。

斯塔克效应 Stark effect

在强电场作用下,原子的能级发生变化,发射的光谱线发生分裂或移位,这种现象称为斯塔克效应,是德国物理学家斯塔克(J. Stark)于1913年在研究氢原子巴耳末系中发现的。当电场 E 低于 10^4 V/cm 时,原子光谱线分裂与 E 成正比,称为线性斯塔克效应。当电场强度超过 10^5 V/cm 时,谱线分裂与电场强度平方成正比,称为二次斯塔克效应。按照量子理论,线性斯塔克效应是由于电场作用,使原子发生电极化,产生电偶极矩。电场与原子电偶极矩相互作用使原子获得不同附加能量,产生分裂或移位。二次斯塔克效应则是由电场感生的电偶极矩与电场本身的作用结果产生的。与磁场中一样,角动量绕电场方向进动,角动量在电场方向取向量子化。与磁场中塞曼效应的最大差别是电场所产生的电偶极矩大小与角动量转动方向无关,因而对应磁量子数 M_J 与 $-M_J$ 的态是相同的,能级分裂数为塞曼效应分裂数 $2J+1$ 的一半,即

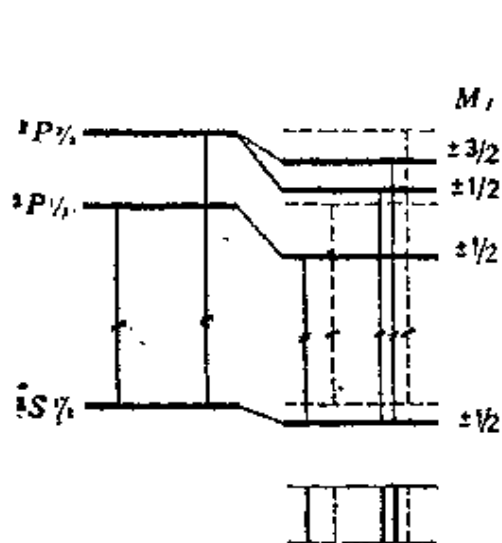


图 1-3-21

$J + 1$ (J 为整数时) 或 $J + 1/2$ (J 为半整数时)。图1-3-21 是钠原子 ($n = 3$) 双重态 D 线斯塔克效应谱线分裂和位移。虚线给出电场为零时谱线, 斯塔克移位 在电场为 10^5 V/cm 时, 约为 0.005 nm (向长波方向)。

原子钟 atomic clock

原子频标 atomic frequency standard

应用原子谱线为基准测量时间的精密仪器称为原子钟。为时间和频率的测量提供更高标准, 又称为原子频标。目前铯原子钟应用的频率是 9192631770 Hz , 铷原子钟应用的频率是 6834683613 Hz , 氢原子钟应用的频率是 $1420405751.768 \text{ Hz}$ 。其中铯原子钟的频率准确度最高, 目前国际上最好的准确度已达 10^{-14} 数量级。氢原子钟的稳定度最高, 日稳定度已达 7×10^{-15} 。原子钟已广泛应用于科学技术、工业、军事等方面。

1967年国际计量大会决定以铯原子的 $F = 4, m_F = 0$ 和 $F = 3, m_F = 0$ 两个能级间的跃迁频率的 9192631770 个周期所持续的时间作为“秒”的基准单位 (F 和 m_F 分别为原子超精细结构能级的总角动量量子数和总磁量子数)。1983年国际计量大会决定以 $1/299792458$ 秒的时间间隔内光在真空中行程的长度作为“米”的基准单位, 实现了长度和时间的计量基准统一。

第四章 原子磁性

原子磁矩 magnetic moment of atom

电子磁矩 magnetic moment of electron

通常指原子的磁偶极矩。原子磁矩由电子磁矩和原子核磁矩组成。由于原子核磁矩很小，约比电子的磁矩小三个数量级，一般可以忽略，因此原子磁矩主要由电子轨道磁矩 μ_l 和电子自旋磁矩 μ_s 组成。

如用矢量表示，单电子原子总磁矩可写为：

$$\mu_j = \mu_l + \mu_s$$

j 是电子总角动量量子数。

对多电子系统的原子磁矩可写为：

$$\mu_J = \mu_L + \mu_S$$

J 、 L 、 S 是耦合后原子体系的总角动量、轨道角动量、自旋量子数。原子的磁矩可通过斯特恩—革拉赫实验的方法测定。

电子轨道磁（偶极）矩 orbit magnetic moment of electron

电子自旋磁（偶极）矩 spin magnetic moment of electron

电子轨道磁矩是原子中电子绕原子核运动，形成闭合的环形电流，其磁性相当一个磁壳，磁偶极矩等于电流和环线面积的乘积。这种轨道运动产生的磁矩，称为电子轨道磁矩 μ_l 。与轨道角动量 P_L 和轨道角动量在空间某一特定方向 Z 的分量 P_{Lz} 分别为：

$$\mu_l = g_l \frac{e}{2m_e} P_{Lz} = g_l \sqrt{l(l+1)} \mu_B$$

$$\mu_{L_z} = g_L m_l \mu_B$$

式中 l , m_l 为电子轨道量子数和轨道磁量子数, $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ 是玻尔磁子, $\hbar = h/2\pi$, h 为普朗克常数, m_e 和 e 是电子质量和电子电荷, g_L 是轨道 g 因子, 等于1。由于电子带负电, 轨道磁矩与轨道角动量的方向相反。

电子自旋运动产生的自旋磁矩与自旋角动量 P_s 和自旋角动量在 Z 方向的分量 P_{s_z} 分别为:

$$\mu_s = g_s \frac{e}{2m_e} P_s = g_s \sqrt{s(s+1)} \mu_B$$

$$\mu_{s_z} = g_s m_s \mu_B = \frac{1}{2} g_s \mu_B$$

式中 s , m_s 是电子自旋量子数和自旋磁量子数, g_s 是自旋 g 因子, 等于2。自旋磁矩与自旋角动量的方向相反。

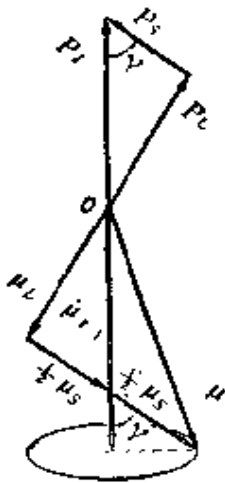


图 1-4-1

有效磁矩 effective magnetic moment

由于自旋 g 因子与轨道 g 因子的差别, 原子总磁矩 μ 与总角动量 P_J 的相反方向并不一致, 如图1-4-1所示。 μ_L , μ_s 和 μ 都绕 P_J 进动, μ 不是定向的分量。将 μ 分解为两个分量: 一个为沿 P_J 的分量为 μ_z ; 另一个是垂直于 P_J 的分量(虚线), 它在绕着 P_J 进动对时间平均效果中完全抵消了。总磁矩沿 P_J 方向的分量 μ_z 称为有效磁矩。

朗德因子 Landé factor

g 因子 g -factor

朗德因子或朗德 g 因子是原子总有效磁矩 μ_z 对总角动量 P_J 的比例系数, 是一个无量纲的系数, 通常用 g 表示, 简称 g 因子。是

朗德 (Landé) 在 1923 年为了解释光谱线在磁场中的反常分裂而引入的。已知:

$$\mu_I = g \frac{e}{2m_e} \cdot P_I \approx g \sqrt{J(J+1)} \mu_B$$

μ_B 是玻尔磁子, J 是总角动量量子数。按照原子的矢量模型, 对 LS 耦合, g 因子可表为:

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}, \text{ 或}$$

$$g = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

式中 S , L 为总自旋量子数和总轨道量子数。特殊情况下: 当 $S = 0$, 对纯轨道磁矩, 轨道 g 因子 $g_L = 1$; 而当 $L = 0$, 对纯自旋磁矩, 自旋 g 因子 $g_s = 2$ 。如果形成 jj 耦合, 则 g 因子可表示为:

$$g_I = g_1 \frac{J(J+1) + j_1(j_1+1) - j_2(j_2+1)}{J(J+1)} \\ + g_2 \frac{J(J+1) + j_2(j_2+1) - j_1(j_1+1)}{J(J+1)}$$

$$g_1 \text{ 与 } g_2: \quad g_i = 1 + \frac{j_i(j_i+1) + s_i(s_i+1) - l_i(l_i+1)}{2j_i(j_i+1)}$$

对两个电子的体系, g_1 与 g_2 分别为每个电子的 g 因子, j_1 、 j_2 , s_1 、 s_2 , l_1 、 l_2 分别为每个电子的总角动量量子数, 自旋量子数, 轨道量子数。如果是多电子体系, g_1 与 g_2 之一则表示 $n-1$ 个电子构成体系的 g 因子。

玻尔磁子 Bohr magneton

量度原子磁矩的基本单位。是原子物理中的基本常数之一, 通常用符号 μ_B 表示。

$$\mu_B = \frac{eh}{4\pi m_e} = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9.2740154(31) \times 10^{-24} \text{ J/T}$$

式中 e 是电子电荷, m_e 是电子质量, h 是普朗克常数, $\hbar = h/2\pi$ 。

核磁子 nuclear magneton

量度核磁矩的基本单位。通常用 μ_N 表示。

$$\mu_N = \frac{eh}{4\pi m_p} = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5.0507866(17) \times 10^{-27} \text{ J/T}$$

m_p 为质子质量, e 为电子电荷, h 为普朗克常数, $\hbar = h/2\pi$ 。核磁子约为玻尔磁子的 $1/1836$,

$$\mu_N \simeq \frac{1}{1836} \mu_B$$

实验测得质子的磁矩: $\mu_p = 2.792847386(63)\mu_N$, 中子的磁矩 $\mu_n = -1.91304375(45)\mu_N$, 负号表示中子磁矩方向与其自旋角动量方向相反。

自旋轨道相互作用 spin-orbit interaction

原子中电子固有的自旋磁矩与电子轨道运动产生的内部磁场间的磁相互作用, 称为自旋轨道相互作用。是产生原子能级多重分裂精细结构的原因。

自旋轨道相互作用能量 spin-orbit interaction energy

由于自旋轨道相互作用, 使电子系统产生附加的能量, 称为自旋轨道相互作用能量。1926年托马斯 (L · H · Thomas) 利用电子自旋磁矩与轨道磁场相互作用的半经典理论计算了自旋轨道耦合附加能量, 成功地解释了氢原子和碱金属原子能级的分裂。之后有人用狄喇克相对论量子理论计算的自旋轨道相互作用能量与托马斯的结果完全一致。这个附加能量可表为:

$$\Delta E = a \mathbf{P}_s \cdot \mathbf{P}_L$$

式中 a 为分裂因子, \mathbf{P}_s 、 \mathbf{P}_L 分别为自旋、轨道角动量。对类氢原子单电子体系, 自旋轨道相互作用使具有量子数 l 值的各电子能级

分裂为双层精细结构，分别对应 $j = l + 1/2$ 和 $j = l - 1/2$ 能级。只有 $l = 0$ 的能级因内部磁场为零，仍为单层结构。 j 、 l 、 s 分别为电子总角动量量子数、轨道量子数和自旋量子数， $s = 1/2$ 。例如，计算得知碱金属原子能级的自旋轨道附加能量：

$$\Delta E = \frac{Rhca^2 Z^{*4}}{n^3 l(l+1/2)(l+1)} \cdot \frac{j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)}{2}$$

式中 Z^* 为有效电荷数， a 为精细结构常数， R 是里德伯常数， h 为普朗克常数， n 为主量子数。多电子系统由于自旋轨道相互作用产生的附加能量使能级分裂为多重精细结构。

托马斯进动 Thomas precession

在计算原子中自旋与轨道相互作用能量时，在与电子相对静止的坐标系中得到的能量必须转换到在与原子核(或质心)相对静止的坐标系中来研究问题。托马斯证明由于相对论效应，在相对于质心静止的坐标系观察，原坐标系以某一角速度 ω_T 转动，这称为托马斯进动。所以在原子核(或质心)坐标系中观察，电子自旋角动量的进动速度应为 $\omega = \omega' + \omega_T$ 。 ω' 是在运动电子的坐标系中电子自旋角动量绕磁场进动的角速度。托马斯给出： $\omega_T = -\frac{1}{2} \frac{\mu_0 Z^* e^2}{4\pi m_e r^3} \mathbf{r} \times \mathbf{v}$ ，式中 Z^* 是有效电荷， \mathbf{r} 为电子与原子实距离， \mathbf{v} 为原子实相对于电子的速度， e 与 m_e 是电子电荷与电子质量， μ_0 是真空磁导率。 $\omega' = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Z^* e^2}{m_e r^3} \mathbf{r} \times \mathbf{v}$ ，所以 $\omega = \frac{1}{2} \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Z^* e^2}{m_e r^3} \mathbf{r} \times \mathbf{v}$ 。电子自旋角动量以角速度 ω 进动，相当于在电子处存在一个磁场，其磁感应强度为：

$$\mathbf{B} = \frac{m_e}{e} \boldsymbol{\omega}$$

而自旋轨道相互作用能量 $\Delta E = -\boldsymbol{\mu}_s \cdot \mathbf{B}$ ，式中 μ_s 是自旋磁

矩。因而对不同坐标系能量的转换因子为 $1/2$ ，即 $\Delta E_{\text{原子核(质心)}} = \frac{1}{2} \Delta E'_{\text{电子}}$ 。用托马斯进动方法计算电子自旋轨道相互作用的能量和用狄喇克相对论量子力学计算的结果完全一致。

拉莫尔旋进 Larmor precession

拉莫尔频率 Larmor frequency

回磁比 gyromagnetic ratio

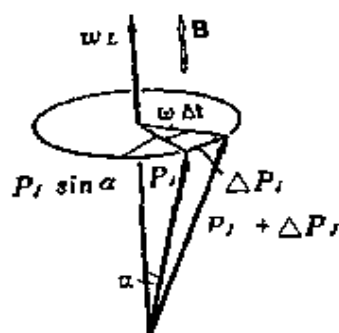


图 1-4-2

原子总有效磁矩在磁场 B 中受伤的作用(力矩可表为: $\tau = \mu_j \times B$)，使磁矩绕磁场的方向旋进，也就是角动量 P_j 绕磁场的方向旋进，如图 1-4-2 所示。角动量(或磁矩)只改变方向，而不改变数值，造成 P_j 如图示方向连续的旋进，称为拉莫尔旋进(或进动)。拉莫尔进动频率

$\nu_L = \frac{\gamma}{2\pi} B$ ，拉莫尔进动角速度 $\omega_L = \gamma B$ 。 γ 称为旋磁比($\gamma = g \frac{e}{2m_e}$)， g 为朗德因子， e ， m_e 为电子电荷和电子质量。拉莫尔进动频率与角动量与磁场夹角 α 无关。

塞曼效应 Zeeman effect

正常塞曼效应 normal Zeeman effect

反常塞曼效应 anomalous Zeeman effect

当原子置于外磁场中，原子的光谱线分裂为几条偏振化的谱线。这种现象是塞曼(P. Zeeman)在1896年首次发现的，称为塞曼效应。由于发生塞曼效应时，谱线的分裂一般较精细结构为小，它正比于磁场强度，需用分辨率高的光谱仪和足够强的磁场观察。这个足够强的磁场相对于自旋轨道耦合内部磁场还是弱

场，即在弱场下，不改变原子内部耦合运动情况。

塞曼效应分为两种：其中简单的一种，光谱线在磁场下分裂为三条，如图1-4-3所示。镉原子 $\lambda = 643.8\text{nm}$ 的光谱线，垂直于磁场方向观察，中央一条线光谱频率与不加磁场时的相同，为 π 偏振（电矢量 $E \parallel B$ ）；两侧对称的两条线的波数移位 $\Delta\tilde{\nu} = \frac{eB}{4\pi mc} = \tilde{L}$ ，为 σ 偏振（电矢量 $E \perp B$ ）。式中 B 为磁感应强度， e ， m 为电子电荷和电子质量， c 为光速， \tilde{L} 称为洛伦兹单位。如沿磁场方向观察，只能看到两条移位的圆偏振光谱线。上述这种能用洛伦兹经典理论解释的谱线分裂现象，称为正常塞曼效应。

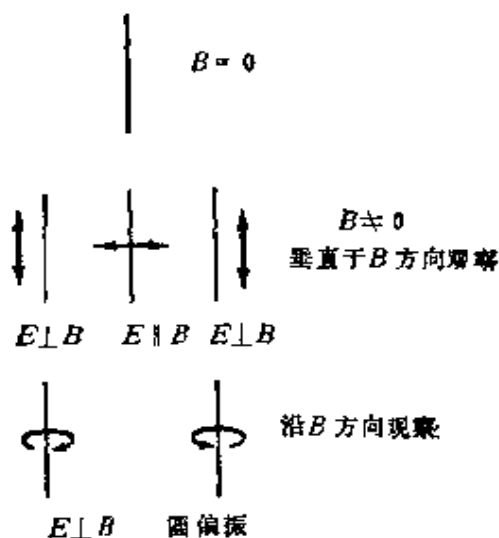


图 1-4-3

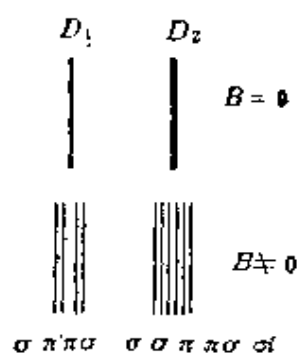


图 1-4-4

另一种塞曼效应光谱线分裂数大于三条或不满足正常塞曼效应的均称为反常塞曼效应。典型的如图1-4-4所示。钠原子 D 线在磁场下 D_1 线分裂为四条线， D_2 线分裂为六条线，如图所示。

根据量子力学原理，正常和反常塞曼效应均由于外磁场对电子自旋和轨道磁矩的作用而使能级产生塞曼分裂。量子力学理论能全面地解释塞曼效应。

原子能级在磁场下分裂的 $2J + 1$ 个磁能级（ J 为原子总角动量量子数），其中每个磁能级相对于原能级的移位 ΔE ，

$$\Delta E = M_J g \mu_B B$$

$$M_J = J, J-1, \dots, -J,$$

式中 M_J 为原子总磁量子数, g 为朗德因子, μ_B 为玻尔磁子。如果谱线由能级 E_2 和 E_1 间的跃迁产生, 磁场为 0 时, 谱线频率为 ν , $h\nu = E_2 - E_1$ 。在磁场中, E_1 与 E_2 产生能级的塞曼分裂, 新的谱线频率为 ν' , $h\nu' = (E_2 + \Delta E_2) - (E_1 + \Delta E_1)$ 。加磁场后谱线频率的移位:

$$\nu' - \nu = \frac{1}{h} (M_{J2} g_2 - M_{J1} g_1) \mu_B B$$

或表为谱线波数的移位:

$$\begin{aligned} \tilde{\nu}' - \tilde{\nu} &= \frac{1}{\lambda'} - \frac{1}{\lambda} = (M_{J2} g_2 - M_{J1} g_1) \frac{eB}{4\pi mc} \\ &= (M_{J2} g_2 - M_{J1} g_1) L \end{aligned}$$

式中 L 为洛伦兹单位。

塞曼效应满足选择定则:

$\Delta M_J = 0$ ($\Delta J = 0$ 时, $M_{J1} = 0 \rightarrow M_{J2} = 0$ 除外), π 线

$\Delta M_J = \pm 1$, σ 线

图 1-4-5 和图 1-4-6 分别给出镉 643.8nm 谱线的正常塞曼效应和钠 589.0nm 和 589.6nm D 线反常塞曼效应示意图。正常塞曼效应只是电子的总自旋磁矩等于零时的特殊情况, 而反常塞曼效应则是原子谱线分裂的普遍现象。只有不具有精细结构的光谱线 ($2S+1=1$) 才表现为正常塞曼效应, 而具有多重精细结构的光谱线, 在弱场下均表现为反常塞曼效应。

从塞曼效应实验可确定原子态

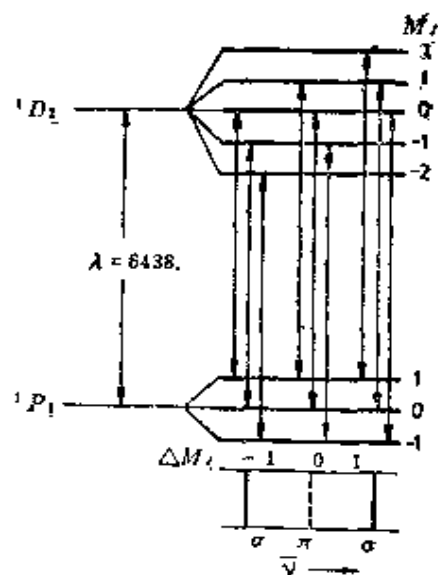


图 1-4-5

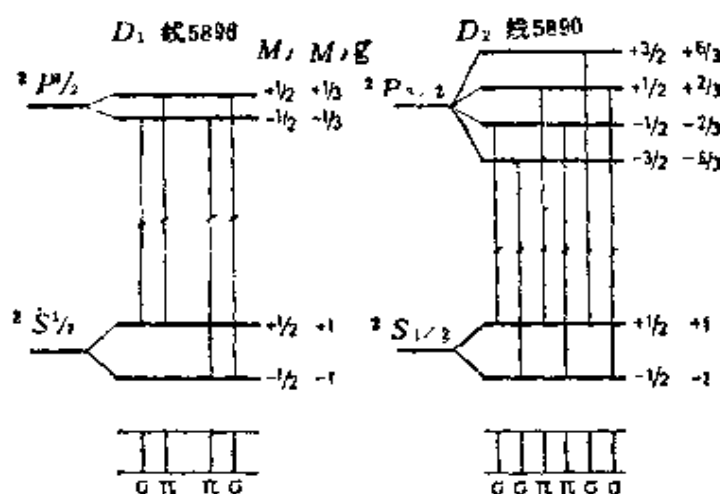


图 1-4-6

量子数，是研究原子结构的重要途径之一。

帕邢—巴克效应 Paschen-Back effect

在极强磁场中，一切反常塞曼效应均表现为正常塞曼效应，这种现象是德国物理学家帕邢 (F. Paschen) 和巴克 (Back) 于 1912 年发现的，称为帕邢—巴克效应。在强磁场下，外磁场与自旋或轨道磁矩的耦合较内部自旋—轨道耦合为强，磁场破坏自旋与轨道之间的耦合，因而使电子的自旋角动量 P_s 与轨道角动量 P_L 之间的耦合解脱，各自绕外磁场进动，如图 1-4-7 所示。原子与磁场的相互作用引起能级的塞曼分裂大于 LS 耦合所产生的多重分裂能级。在强磁场下磁能级的移位可表为：

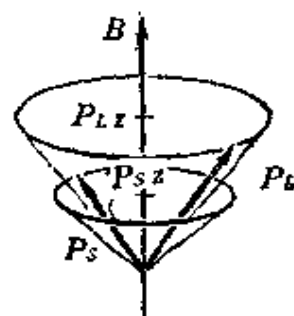


图 1-4-7

$$\Delta E = M_L \mu_B B + 2M_S \mu_B B$$

式中 $M_L = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm L$; $M_S = S, S-1, \dots, -S$ 。
跃迁选择定则是：

$$\Delta M_L = 0, \pm 1$$

$$\Delta M_S = 0$$

图1-4-8 (b) 是钠原子D线在强场极限情况下观察到的帕邢—巴克效应。由于强场下选择定则的限制，谱线只能出现正常塞曼效应。随着磁场的增加，钠原子D线由弱场的反常塞曼效应逐渐变为强场的正常塞曼效应。若考虑到还存在较弱的 LS 耦合的影响，正常塞曼效应分裂的三条谱线的每一条成分还有一定的双重精细结构。

由于自旋轨道耦合随原子序数 Z 的增加而迅速增强，使强场条件对轻、重元素原子差别很大。例如钠D线自旋轨道分裂是 17.2cm^{-1} ，而锂原子相应线的自旋轨道分裂是 0.3cm^{-1} 。在3特斯拉磁场中谱线的塞曼分裂约为 1.4cm^{-1} ，因此对锂原子这已是强场，而对钠原子仍为弱场，磁场的强与弱完全是相对的。

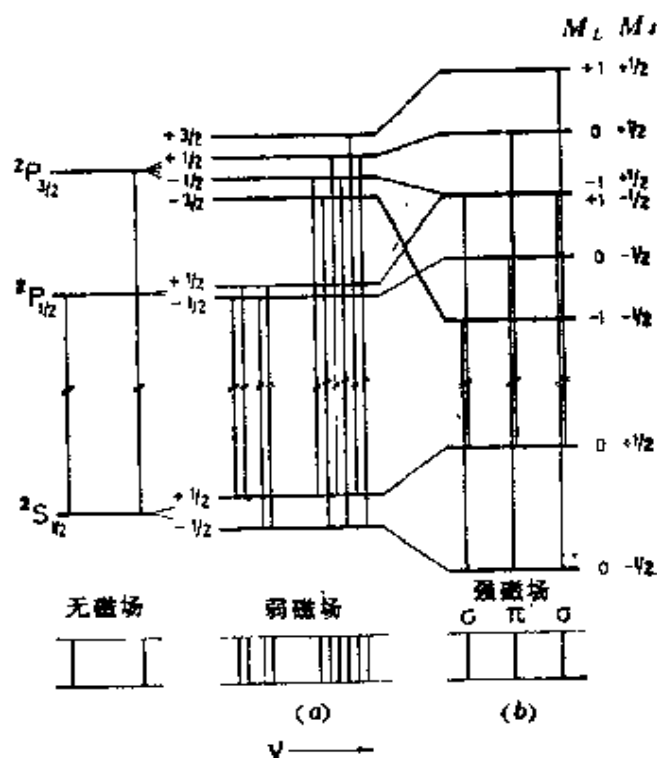


图 1-4-8

第五章 量子物理初步

量子论 quantum theory

旧量子论 old quantum theory

量子论是指以经典物理的理论体系为基础，考虑能量量子化等若干假设而形成的理论。

1900年普朗克 (Max K·E·L·Planck) 在冲破经典物理关于能量连续分布的观念，引入能量量子化的假设后，推导出与实验符合得很好的黑体辐射理论公式，即著名的普朗克公式。普朗克的能量量子化假设及其成功标志了量子论的诞生。爱因斯坦 (Albert Einstein) 在普朗克假设的启发下，于1905年引入了光量子概念，建立起爱因斯坦光电方程，圆满地解释了经典物理无法说明的光电效应实验，随后又于1907年把能量量子化假设推广应用于固体中原子振动能量的取值上，也成功地使固体比热在低温时趋于零的实验得到解释。这些成功使当初并不为人们重视的普朗克假设开始引起人们关注。1913年，玻尔 (N·Bohr) 把量子化假设用在氢原子光谱规律的计算中，产生了以定态假设和频率规则为基本内容的玻尔模型。玻尔模型不仅在氢原子、类氢离子的光谱规律和里德伯常数上取得惊人的成就，而且阐明了化学元素周期律。1917年，爱因斯坦进一步提出光具有动量的假设，并得到了实验的证实，从而使人们认识到光具有所谓波粒两象性，为量子物理进一步发展到量子力学阶段打下了基础。

量子论是在经典理论框架上加入人为的量子化假设的产物，不仅在逻辑上有矛盾，例如玻尔模型中的电子轨道是量子化的，

但轨道半径的计算又是经典的，而且对一些简单的诸如氢原子的谱线强度、精细结构和氢原子光谱等问题，仍然束手无策。上述问题在全新的彻底的量子理论—量子力学诞生后便解决了。为与量子力学理论区别，量子论有时特称为“旧量子论” (Old Quantum Theory)。

黑体辐射 black-body radiation

黑体或绝对黑体是指能吸收到达该物体表面的全部电磁辐射的物体，或者更确切地说，黑体是电磁波吸收率等于1同时反射率为零的物体。1859年基尔霍夫 (G·R·Kirchhoff) 证明，黑体与辐射达到平衡时，黑体辐射的频谱只是温度的函数，与黑体的材料和形状无关，因此研究黑体辐射可以获得辐射本身所固有的规律。

黑体其实是一个理论概念，实验上所用的黑体是指保持恒定温度的空腔壁上的一个小孔，该小孔的尺寸应小到通过该小孔从腔外进入腔内或从腔内逸出腔外的辐射都不足以改变空腔的热平衡条件。图1-5-1就是实验用黑体的示意图，通过图中表示的分光光度计的测量，就可以确定经过小孔辐射的能量的频率分布，图1-5-2是一个典型的黑体辐射的频谱测量图。黑体辐射的实验结果告诉我们：

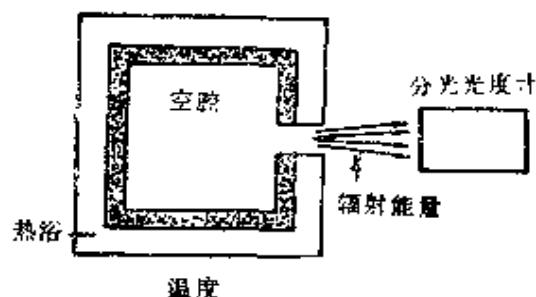


图 1-5-1

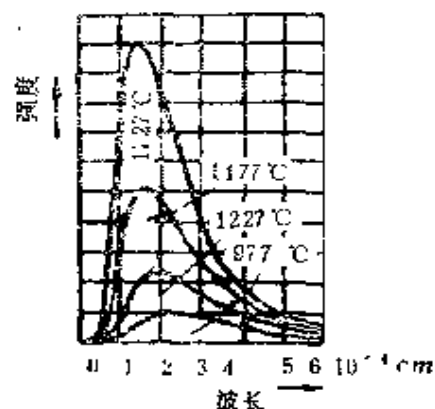


图 1-5-2

(1) 黑体辐射的频谱只是温度的函数, 与空腔壁的材料和形状无关。

(2) 黑体辐射的频谱是存在有一个极大值的连续谱, 室温时的辐射极大值在红外区。

(3) 空腔表面的每单位面积的辐射总功率 $S = \sigma T^4$, T 是绝对温度, $\sigma = 5.670 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ 。

(4) 辐射强度最大处的波长 $\lambda_{m,\lambda}$ 与温度 T 的乘积是一常数, 即 $\lambda_{m,\lambda} T = \text{常数} = 0.29 \text{ cm K}$ 。

19世纪末, 人们普遍相信经典物理已发展得相当完美, 但根据经典电磁理论和统计物理得到的描述黑体辐射频谱的瑞利—金斯公式只在低频部分与实验尚能符合, 在高频区则明显偏离。在寻找符合实验的黑体辐射的理论公式的努力中, 量子论应运而生, 从而开始了物理学上的一场革命。

瑞利—金斯公式 Rayleigh-Jeans formula

瑞利—金斯公式是指瑞利 (J. W. S. Rayleigh) 和金斯 (J. H. Jeans) 于1899年根据经典电动力学和统计物理学导出的描述黑体辐射频谱的理论公式

$$E_\nu d\nu = \frac{8\pi}{c^3} kT \nu^2 d\nu$$

式中 k 是玻尔兹曼常数, T 是绝对温度, c 是光速, ν 是电磁波的频率。经典电动力学认为辐射是由具有各种频率的带电谐振子产生的,

它们所产生的辐射在平衡时的能量 E 随频率 ν 的分布 $E_\nu = \frac{8\pi}{c^3}$

$\nu^3 u(\nu)$, 其中 $u(\nu)$ 是频率为 ν 的振子的平均能量, 把经典统计物理的能量均分定理应用于 $u(\nu)$, 就立即得到瑞利—金斯公式。

瑞利—金斯公式与实验值比较示于图1-5-3, 图中的圆点代表实验结果。比较表明, 瑞利—金斯公式只在低频 (红端) 端尚能与实验值符合, 在高频 (紫外) 端趋向发散。此外, 从该公式得

到的辐射总能量，除 0 K 外也趋于无穷大。这样的结果是对经典物理学的灾难性打击；历史上把瑞利—金斯公式在紫外线区明显暴露出来的“灾难”称作紫外线灾难。

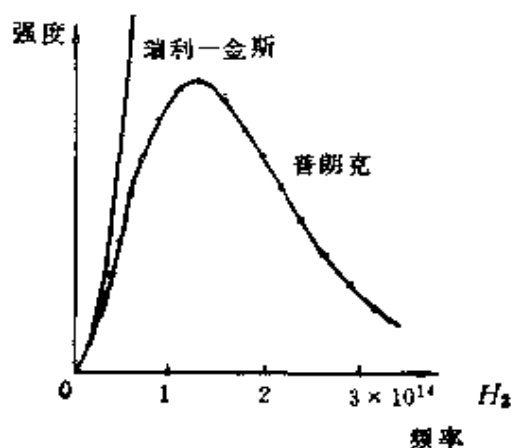


图 1-5-3

普朗克公式 Planck's formula

普朗克假设 Planck's postulate

普朗克常数 h Planck constant h

1900年10月19日，德国科学家普朗克 (Max K.E.L. Planck) 发表了一个关于黑体辐射能量的频率分布的经验公式

$$E_\nu d\nu = \frac{c_1 \nu^3}{e^{c_2 \nu / T} - 1} d\nu$$

其中 ν 是频率， c_1 和 c_2 是参数。该公式与当时最精确的实验值非常符合，就像图1-5-3中表示的那样。后称这个公式为普朗克公式。

上述成功激励普朗克从理论上去导出普朗克公式，为此不得不引入能量量子化假设，即所谓普朗克假设。该假设说，频率为 ν 的电磁辐射的能量和吸收的能量，不像经典物理所认为的那样是连续分布的，而只能是能量值 $h\nu$ 的整数倍，其中 h 是个普适常数，即普朗克常数，精确值为：

$$h = 6.6260755 \times 10^{-34} \text{ 焦耳} \cdot \text{秒}$$

在实际应用中，通常又定义普朗克常数为：

$$\hbar = h/2\pi = 1.05457266 \times 10^{-34} \text{ 焦耳} \cdot \text{秒},$$

根据普朗克假设，可从经典理论导出普朗克公式：

$$E_\nu d\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{d\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

式中 h 是玻尔兹曼常数， c 是光速。1917年时，在量子化假设基础上，从经典的光学、热力学和统计物理出发建立的光的吸收和发射模型中，也得到了普朗克公式。

普朗克常数的量纲与经典物理中“作用”的量纲一致，因而 h 也被称为作用量子。 h 是量子效应的某种度量，若在所讨论的问题中， $h \rightarrow 0$ ，量子效应即可忽略，经典物理规律起完全作用。

普朗克假设揭示了光的微粒性，标志量子论的诞生，掀起了物理学上的一场革命。

光电效应 photoelectric effect

爱因斯坦光电方程 Einstein's photoelectric equation

光电效应通常是指固体中电子在受光照射后逸出固体表面的现象。赫兹（G·L·Hertz）早在1888年就观察到紫外线照射金属时发射带电粒子的现象。现今，人们已利用光电效应制造光电池、光电信增管和建立光电子谱技术。

观察光电效应的实验装置如图1-5-4所示。当频率为 ν 的单色

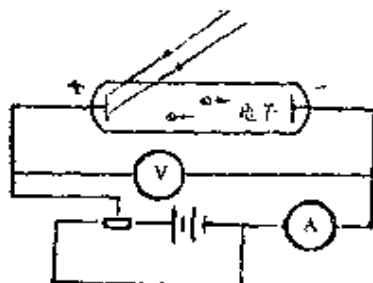


图 1-5-4

光照射真空石英管中的金属电极时，金属中的电子会逸出金属表面成为所谓光电子，进入外电路的光电子形成光电流。通过改变照射光的频率 ν 、强度 P 和外电压 V ，测量光电流 I ，就可以定量地研究光电效应的规律。光电效应的主要实验结果是：

(1) 对一定的金属有相应的所谓截止频率 ν_0 ，当照射光的频率低于 ν_0 以后，增加照射光的强度和延长光照时间，都不产生光电子，如图1-5-5的(a)图所示。

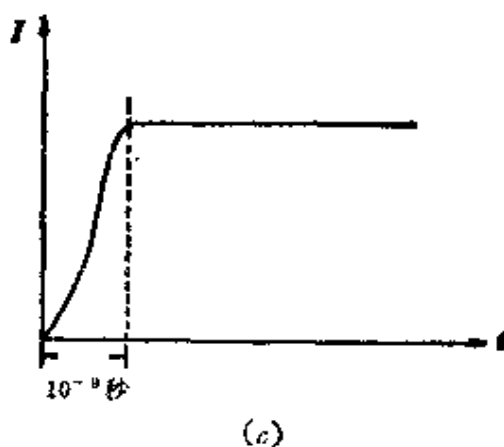
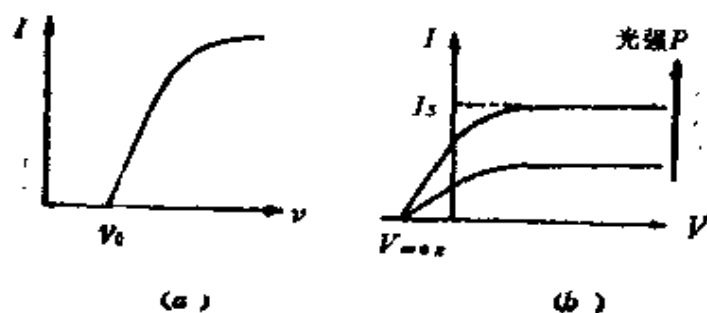


图 1-5-5

(2) 光电子的能量与照射光强度无关，只与照射光的频率有关。图1-5-5(b)所代表的实验结果说明，对同一频率的光，不同的照射光强度 P 可有不同的饱和光电流 I_s ，但光电流为零的截止电压 V_{max} 却只有一个。由于光电子能量为 eV_{max} ，所以光电子的能量与照射光强度无关。

(3) 几乎与光照同时 ($<3 \times 10^{-9}$ 秒) 便有光电流产生, 如图1-5-5 (c) 所示。

经典的电磁场理论无法解释上述实验结果, 例如经典的理论认为光电流大小和能量应与频率无关, 实验结果(1)和(2)显然与之不符, 又如电子从照射光摄取能量, 从经典观点看, 约需 10^7 秒的时间积累过程, 可是实验结果(3)表明它只需 3×10^{-9} 秒时间。

1905年, 爱因斯坦 (Albert Einstein) 为克服上述困难, 把普朗克假设加以推广, 认为光能量不仅在吸收和发射时以量子化形式进行, 而且在空间的传播也以 $h\nu$ 的分立形式进行, 并把 $h\nu$ 携带者叫作光量子。光量子的引入使光电效应问题迎刃而解, 因为如果光以光量子带给电子以能量, 则在用于克服金属的脱出功 W 后, 剩余部分便成为逸出金属表面的光电子的初动能 $\frac{1}{2}mv^2$, 根据能量守恒定律应有

$$\frac{1}{2}mv^2 = h\nu - W$$

上式就是著名的爱因斯坦光电方程。根据这个方程, 当电子吸收的光量子能量 $h\nu$ 一旦超过脱出功 W , 电子的初速度 v 就大于零, 发生光电子发射, 它不需要时间的累积, 对于一定金属 (即脱出功 W 确定) 光电子能量也只与照射光频率 ν 有关。当照射光频率减小到某一 ν_0 值, 使得 $h\nu_0 - W = 0$ 时, 当然不再产生光电子, 该 ν_0 就是实验测到的截止频率 ν_0 , 由于脱出功 W 因金属而异, ν_0 便自然只随金属而不同。这样, 光电效应就得到了圆满的解释。

光量子 light quantum

光子 photon

1905年爱因斯坦为解释光电效应, 提出光能量吸收和发射时以 $h\nu$ 的分立形式传播, 并把 $h\nu$ 携带者称为光量子。

后来, 光量子概念有了进一步的发展, 认为光量子不仅具有能量 $\epsilon = h\nu$, 还认为具有动量 $p = h/\lambda$, λ 是波长。1926年 路易 斯

(G·N·Lewis) 引用光子 (Photon) 一词称呼光量子, 成为替代光量子的更广泛运用的名词。现已清楚, 光子是基本粒子的一种, 是电磁场能量和动量的携带者, 通常用符号 γ 代表。光子的静止质量通常认为是零, 能量 $E = h\nu$, 动量 $p = h/\lambda$, 电量和磁矩均为零, 自旋是 \hbar , 是玻色子。

光量子假设对量子理论的发展有划时代的贡献。

普朗克—爱因斯坦关系 Planck-Einstein's relation

光的波粒两象性 wave-particle duality for light

把表征光的波动性质的物理量—频率 ν 和波长 λ , 与反映光的粒子性质的物理量—能量 E 和动量 P 相联系的关系式

$$E = h\nu$$

$$P = \frac{h}{\lambda} n$$

称普朗克—爱因斯坦关系式, 式中 h 为普朗克常数。上式最先由普朗克于1900年引入, 1905年, 爱因斯坦把它与光量子概念相联系。下式是爱因斯坦于1917年, 根据狭义相对论的能量表达式和能量动量关系式, 以及光在真空中以光速传播的事实导出, 它表明光也如粒子一样具有确切的动量。1923年康普顿所做的著名的散射实验, 从实验上肯定了光的波粒两象性。普朗克—爱因斯坦关系式就是光的波粒两象性的数学表达式。

量子力学 quantum mechanics

量子力学是研究原子和亚原子尺度下微观世界的运动规律的一个分支学科, 它是在旧量子论和物质粒子具有波粒两象性的假设的基础上发展和完善起来的。量子力学的基本假设可有不同的表述形式。在波动力学表述形式中, 用基本假设或公理方式可归纳和简述如下:

1. n 个自由度系统的任何状态被依赖于坐标 q_i 和时间 t 的波

函数 $\Psi(q_1, \dots, q_n, t)$ 所完全描述。

2. 每一个物理上的可观察量对应一线性厄密算符。

3. 波函数(状态)随时间的变化由含时间的薛定谔方程

$$\hat{H}\Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t}$$

决定。 \hat{H} 是体系的哈密顿算符, \hbar 是普朗克常数, $i = \sqrt{-1}$ 。

4. 假定波函数 $\Psi(q_1, \dots, q_n, t)$ 是对应可观察量 A 的算符 \hat{A} 的本征函数, 即有

$$\hat{A}\Psi = a\Psi$$

那么, 在 Ψ 状态下的可观察量 A 的严格的测量值将精确地由本征值 a 给出。

5. 对于由同一归一化波函数 Ψ 描述的大量等同粒子(系统)构成的体系, 如果 Ψ 是可观察量 A 所对应的算符 \hat{A} 的本征函数, 则 \hat{A} 的本征值 a 是 A 的严格测量值, 如果 Ψ 不是 \hat{A} 的本征波函数, 那么 A 的严格测量值必是算符 \hat{A} 的本征值中的一个, 一般说来, 体系中的每一个粒子(系统)将得到不同的测量值, 但测量值(即算符本征值)在 Ψ 所描述的状态下的几率分布是确定的。该体系可观察量 A 的测量结果的平均值(期望值)由下式表达

$$\langle A \rangle = \int \Psi^* \hat{A} \Psi d\tau$$

对于分子、原子与亚原子的绝大多数现象, 甚至对于低能核物理领域中的许多问题, 量子力学都获得了巨大的成功, 此外, 旧量子论中一些人为强加的规定, 例如能量量子化、跃迁定则等, 在量子力学中便成为解薛定谔方程的逻辑结果。但是, 薛定谔方程是非相对论性的, 因此它不适用于高能和基本粒子领域。

波动力学 wave mechanics

波动力学是在德布罗意波假设的基础上, 以物质波的运动方程—薛定谔方程为核心的量子力学的一种表述形式。

1926年薛定谔(Erwin Schrödinger)基于德布罗意波的波

动性，借助经典物理关于波的知识 and 数学形式，提出了在势场中描述物质波的波函数 $\psi(\vec{r}, t)$ 及其运动方程，即著名的薛定谔方程

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi + V\psi = E\psi$$

式中 m 是微观粒子的质量， $\hbar = h/2\pi$ ， h 是普朗克常数， ∇^2 为拉普拉斯算子， V 代表势场， E 是粒子的能量。波动力学中力学量用算符表示，力学量不随时间改变，但状态随时间改变。给定势场形式和边条件后，薛定谔方程便决定了状态随时间的变化。1925—1926 年间，薛定谔用波动方程成功地解决了氢原子光谱等一系列重大问题，得到了量子化条件和跃迁选择定则，从而确立了波动力学的地位。

矩阵力学 matrix mechanics

矩阵力学是在批判玻尔的对应原理的基础上，采用乘法不对易的矩阵形式，以力学量（物理上的可观察量）随时间变化的方程—海森堡方程为中心的量子力学的一种表述形式。

矩阵力学于 1925 年由海森堡 (Werner Heisenberg) 首先创立，随后与玻恩 (Max Born) 和约当 (Jordan) 共同完成。矩阵力学从物理上的可观察量出发，用厄密矩阵表示可观察量，它遵守与经典力学不同的乘法不对易的代数运算法则，即对可观察量 A 和 B 的矩阵表示 $|A|$ 和 $|B|$ 相乘，服从下列关系式

$$|A| \cdot |B| \neq |B| \cdot |A|$$

在矩阵力学中状态不随时间变化，但力学量随时间改变，其运动方程为

$$\frac{d}{dt} |A| = \frac{\partial}{\partial t} |A| + \frac{1}{i\hbar} (|A| \cdot |H| - |H| \cdot |A|)$$

上式中 $\hbar = h/2\pi$ ， h 是普朗克常数， H 是哈密顿量。1925 年矩阵力学成功的应用于简谐振子并解释了零点能的问题，1926 年又在氢

原子问题上取得了成功。

物质波 matter wave

德布罗意波 de Broglie wave

1923—1924年间,法国科学家德布罗意(Louis de Broglie)受光的波粒两象性的启发,在分析几何光学的变分原理和经典力学变分原理的相似性后,认为“任何物体伴随以波,而且不可能把物体的运动和波”分开,任何运动着的粒子和波长为 λ 的物质波相联系,并假定物质波的波长 λ 和粒子的动量 p 由下列关系式即德布罗意关系相联:

$$\lambda = h/p$$

式中的 h 是普朗克常数。相应地把物质波称为德布罗意波。

物质波不同于电磁波等经典波,例如在真空中物质波也存在色散现象。物质波在宏观物体运动时一般并不表现出来,因为它们的德布罗意波长太小。

物质波概念的提出与证实,使人们认识到不仅光而且一切物质粒子都具有波粒两象性。它不仅最终解决了旧量子论后期出现的光是波还是粒子的争论,也导致了量子力学的诞生。物质粒子的波动性在电子显微镜、中子衍射等现代科学技术中得到广泛应用。

不确定关系 uncertainty relation

测不准原理 uncertainty principle

不确定关系也称测不准原理,是海森伯(Wernth Heisenberg)在1927年提出来的。它是说经典力学中可以同时确定的共轭动力学变量,对微观客体不能同时测定。例如对于坐标 x 及其共轭动力学变量——动量 p_x ,它们在测量中的不确定度 Δx 和 Δp_x 之间受下列关系约束

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar/2$$

这就是由海森伯给出的著名的测不准关系。它告诉人们,坐标 x

的测量精确度愈高($\Delta x \rightarrow 0$)则动量 p_x 的测量愈不确定($\Delta p_x \rightarrow \infty$)。由于普朗克常数 \hbar 很小(1.05×10^{-34} 焦耳秒),对一般宏观物体,迄今的测量精确度远未达到 \hbar 的量级,所以在宏观现象中,动量和坐标仍可认为可同时精确测定,测不准原理未起作用。但测不准原理在微观现象中起着重要作用,例如由它可直接推理得出,在微观世界严格的因果律一决定论不起作用,从而导致了量子力学的统计解释。从不确定原理还可阐明或推断微观世界的一些量子现象,例如束缚粒子动能不可能为零,从而说明原子中的电子为什么不落入原子核;又如可证明谐振子基态能量是 $1/2\hbar\omega$,预言由于粒子寿命不能无限长、原子能级必有一定宽度,以及由此出现的光谱线必有本征性的自然宽度等。

测不准原理是物质波粒两重性的反映。量子力学中,两个力学量算符 \hat{A} 和 \hat{B} 不对易,即对应力学量不能同时有确定的观测值的论断,更广义地体现了测不准原理。

并协原理 complementation principle

互补原理 compatibility principle

1927年,玻尔(N.Bohr)提出互补原理即并协原理。其内容可概述如下:一些经典概念的应用不可避免地排除另一些概念的应用,这“另一些概念”在一些条件下又是描述另外一些现象所不可缺少的,而且必须将所有这些既互斥又互补的概念汇集在一起,才能且定能形成现象的详尽无遗的描述。

玻尔用互补原理阐明了表面矛盾的波粒两象性的内在的统一本质,它与测不准原理一起导致了量子力学的统计解释。

态叠加原理 superposition principle of state

态叠加原理是量子力学的基本原理之一。它的一种表述方式是:如果 $\psi_1(r, t)$ 和 $\psi_2(r, t)$ 分别描述体系的两个可能的运动状态,则其线性叠加

$$\Psi = c_1 \Psi_1(r, t) + c_2 \Psi_2(r, t)$$

也代表体系的一个可能的运动状态，其中 c_1 和 c_2 是常数。

态叠加原理是在假定波函数完全描述量子体系状态的基础上，由经典的波叠加原理引申出来的。态叠加原理虽在数学形式上与经典的波叠加原理一样，但物理本质完全不同。经典力学的两个波的叠加将形成一个全新的波，新波的有关物理量如波幅、频率、相角等的取值完全不同于旧波中任一个波的原有取值。但在量子力学中，如果物理量 A 在 Ψ_1 和 Ψ_2 状态下的测量值分别是 a_1 和 a_2 ，则物理量 A 在叠加态 Ψ 下的测量值不是一个全新的值，它仍以确定几率取原先状态下的值 a_1 或 a_2 。这种关于态叠加原理与经典的波叠加原理的差别，实际上是物质波和经典波本质不同的反映。

波函数 wave function

量子力学的统计解释 statistical interpretation for quantum mechanics

几率波 probability wave

波函数 $\Psi(r, t)$ 在量子力学中被用来描述体系的状态，一般情况下，是复函数，波函数随时间的变化要求满足薛定谔方程。量子力学中的波函数的物理意义与经典物理中的波函数的意义完全不同；根据量子力学的统计解释的观点，波函数 $\Psi(r, t)$ 是几率波的波幅。

量子力学的统计解释最初是由玻恩 (Max Born) 在1927年对波函数引入统计解释时开始的。玻恩为解释薛定谔方程在处理散射问题的物理含义时，认为波函数的强度 $|\Psi(r, t)|^2$ 与在时刻 t 在 r 处发现粒子的几率成正比。即物质波是几率波。

波函数的统计解释是物质具有波粒两象性的自然推论，它把量子的波动性和粒子性与经典的粒子和波动概念严格的区别开来，解决了用经典的波、粒概念无法解释的体现微观波、粒特性

的一些实验。例如对于晶体的电子衍射实验，按经典波动观点，波是由粒子组成，粒子的衍射应是大量粒子相互作用的结果，但实验事实却是单个粒子入射时最终在屏上也形成衍射花样；又如按经典粒子观点，粒子应由波组成（即波包），由此得到的结论是，由于平面波充满全空间，自由粒子在任何时刻必充塞全空间，这显然与粒子的局域特性不合。波函数的统计解释则从根本上屏弃了经典的波动和粒子观念在微观世界的机械运用，指出微观粒子波动性是微观运动统计规律性的表现。

波函数的统计解释使得量子力学的波函数在数学形式上也不同于经典波：

1. 由于粒子任一时刻在空间必须出现，因此要求波函数必须满足归一化条件，即要求

$$\int |\Psi(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r} = 1$$

或要求波函数平方可积：

$$\int |\Psi(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r} = A > 0$$

上式表明，波函数 $\Psi(\mathbf{r})$ 存在归一化因子 $1/\sqrt{A}$ 。

2. 对几率分布，重要的是相对几率，因而波函数有一任意常数的不确定性，即 $\Psi(\mathbf{r})$ 与 $c\Psi(\mathbf{r})$ 描述同一状态，其中 c 为任意数，但它可以通过归一化加以消除。

3. 由于归一化波函数乘一相因子 $e^{i\delta}$ （ δ 是实数），归一化和所代表的几率均不变，所以归一化波函数仍有模为1的不确定常性。

4. 要求在空间各点，波函数是单值、有界和连续的（个别孤立奇点除外），一般还要求：

（1） $r \rightarrow \infty$ ， $\Psi \rightarrow 0$ 至少比 $r^{-3/2}$ 快。

（2）在波函数孤立奇点，如 $r=0$ 点，则

当 $r \rightarrow 0$ ， $\Psi \rightarrow \infty$ 应慢于 $r^{-3/2}$

这个要求常被称为波函数的标准条件。

波函数的统计解释是哥本哈根学派解释量子力学的核心内

容。由此出发，他们认为在微观世界，经典物理的决定论—严格的因果律必须放弃，统计规律是微观世界的唯一规律。但是爱因斯坦认为基本理论不能是统计性的，目前量子力学所能描述的只是许多等同体系的系综行为。单个粒子运动状态的描述必须是决定论的，量子力学仍是不完备的。至今，争论仍未停止。

波包 wave packet

波包 $\Psi(r, t)$ 指由波长 λ 和波矢 k 彼此略有差别的许多波叠加而形成的波。若考虑沿 x 方向传播、波矢在 k_0 附近分布的许多波构成的波包 $\Psi(x, t)$ ，其数学表达式为

$$\Psi(x, t) = 2a \exp(-i\omega_0 t + ik_0 x) \cdot \frac{\sin\left[\left(\frac{d\omega}{dk}\right)_0 (t - x) \Delta k\right]}{\left(\frac{d\omega}{dk}\right)_0 (t - x)}$$

式中 a 是波幅，此处假定是常数。波包实部随 x 的变化示于图1-5-6。波包的相速度为

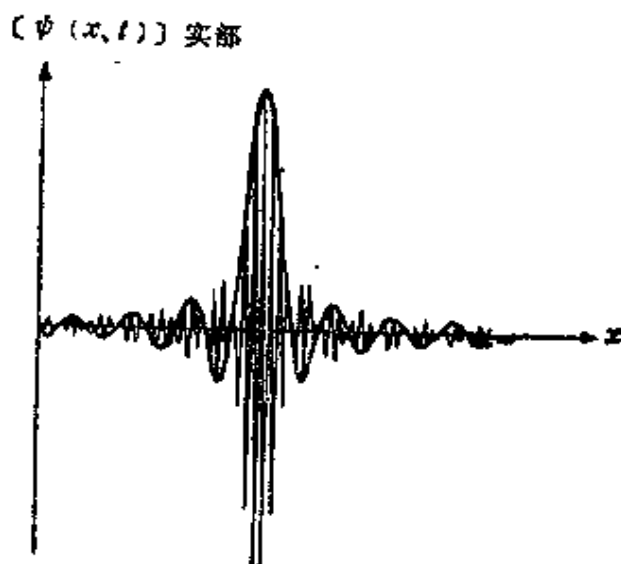


图 1-5-6

$$V_p = \omega_0 / k_0$$

波包的群速度为

$$V_g = (d\omega/dk)_0$$

若不存在色散，相速度与群速度相等，即

$$V_p = V_g$$

历史上曾用波包来模拟德布罗意波的运动与粒子运动之间的联系，认为波包大小就是粒子的大小，波包的群速度就是粒子的运动速度。由于波包在运动过程中必然扩散，而粒子实际上又始终局限于空间某一区域，使这种模拟不能成立。究其原因是因为波包过分强调了物质的波动性，片面认为粒子仅是波的某种组合，没有把波动性和粒子性有机的统一起来。

算符 operator

对易算符 commutative operator

反对易算符 anti-commutative operator

算符是把一个函数变换成另一函数的运算符号，例如微分算

符 $\hat{D} \equiv -\frac{d}{dx}$ 表示下列运算

$$\hat{D} x^3 = 3x^2$$

算符的基本运算法则有：

1. 算符的相等。如果两个算符 \hat{A} 和 \hat{B} 分别作用于任一函数 u ，使得

$$\hat{A}u = \hat{B}u$$

则认为算符 \hat{A} 与算符 \hat{B} 相等，记作

$$\hat{A} = \hat{B}$$

2. 算符的相加。如果两个算符 \hat{A} 和 \hat{B} 分别作用于任一函数 u ，所得到的结果等于另一算符 \hat{C} 作用于 u 的结果，即

$$\hat{A}u + \hat{B}u = \hat{C}u$$

则说算符 \hat{A} 和 \hat{B} 的和是算符 \hat{C} ，记作

$$\hat{C} = \hat{A} + \hat{B}$$

3. 算符的相乘。如果两个算符 \hat{A} 和 \hat{B} 依次作用于任一函数 u 的结果, 等于算符 \hat{C} 作用于 u 的结果, 即

$$\hat{A}(\hat{B}u) = \hat{C}u$$

则说 \hat{C} 是算符 \hat{A} 和 \hat{B} 的积, 记作

$$\hat{C} = \hat{A}\hat{B}$$

一般说来, 算符 \hat{A} 和 \hat{B} 并不对易, 如果

$$\hat{A}\cdot\hat{B} = \hat{B}\cdot\hat{A}$$

则说 \hat{A} 和 \hat{B} 是对易算符, 如果

$$\hat{A}\cdot\hat{B} = -\hat{B}\cdot\hat{A}$$

则说 \hat{A} 和 \hat{B} 是反对易算符。

线性算符 linear operator

厄密算符 Hermitian operator

转置算符 transpositive operator

某些算符的运算还遵循一些特定的规则, 例如,

1. 设 u_1 和 u_2 是任意函数, C_1 和 C_2 为任意常数, 若对于算符 \hat{A} 下式成立

$$\hat{A}(C_1u_1 + C_2u_2) = C_1\hat{A}u_1 + C_2\hat{A}u_2$$

则说 \hat{A} 是线性算符。显然, 微分算符 $\frac{\partial}{\partial x}$ 是线性算符, 平方运算算符不是线性算符。

2. 设 u_1 和 u_2 是任意的平方可积函数, 若算符 \hat{A} 使下式成立

$$\int u_1^*(\hat{A}u_2)d\tau = \int u_2(\hat{A}u_1)^*d\tau$$

上式的积分遍及全部积分空间, 则说 \hat{A} 是厄密算符。显然, 微分算符不是厄密算符, 而动量算符 $-i\hbar\frac{\partial}{\partial x}$ 则是厄密算符。厄密算符有下列性质:

(1) 两个厄密算符的线性组合也是厄密算符。

(2) 两个厄密算符的积不一定是厄密算符, 除非这两个算符对易; 显然, 厄密算符的任何次幂构成的算符仍是厄密算符。

(3) 厄密算符的平均值都是实数。

3. 设 u_1 和 u_2 是任意函数, 若算符 \hat{A} 和 $\hat{\tilde{A}}$ 使下式成立

$$\int u_1^* \hat{\tilde{A}} u_2 d\tau = \int u_2 \hat{A} u_1^* d\tau$$

积分遍及整个积分空间, 则称算符 $\hat{\tilde{A}}$ 是算符 \hat{A} 的转置算符。

复共轭算符 complex conjugate operator

厄密共轭算符 Hermitian conjugate operator

转置复共轭算符 transpositive complex-conjugate operator

某些算符遵循一些特定的规则:

1. 若算符 \hat{A}^* 的表达式是算符 \hat{A} 表达式的复共轭形式, 则称算符 \hat{A}^* 是算符 \hat{A} 的复共轭算符。例如动量算符 $\hat{p}_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x}$ 的复共轭算符就是

$$\hat{p}_x^* = i\hbar \frac{\partial}{\partial x}$$

2. 若算符 \hat{A}^+ 与算符 \hat{A} 之间存在下列恒等关系

$$\hat{A}^+ \equiv (\hat{\tilde{A}})^* = \hat{\tilde{A}}^*$$

\hat{A}^+ 称为算符 \hat{A} 的厄密共轭算符或转置复共轭算符。

算符的本征值和本征函数 eigenvalue and eigenfunction of operators

若算符 \hat{A} 作用于函数 $u(\mathbf{r})$, 使得下列等式成立

$$\hat{A}u(\mathbf{r}) = \alpha u(\mathbf{r})$$

其中 α 是常量, 则 α 是算符 \hat{A} 的本征值, $u(\mathbf{r})$ 是算符 \hat{A} 的本征值为

a 的本征函数, 上述方程称为算符 \hat{A} 的本征方程。一个算符的所有本征值的总体叫做算符的本征值谱。本征值谱可以是分立的、连续的或部分分立部分连续的。对应于一个本征值, 可以有一个对应的本征函数, 也可以有不止一个但彼此独立的本征函数与之相对应; 如果一个本征值对应 q 个彼此独立的本征函数, 则称本征值是简并的, 其简并度为 q 。

厄密算符的本征函数有下列特性:

1. 属于不同本征值的本征函数是彼此正交的, 即对于厄密算符的本征函数 φ_m 和 φ_n , 当 $m \neq n$ 时有

$$\int \varphi_n^* \varphi_m d\tau = 0$$

2. 本征函数的全体构成完备系, 同一体系的任一函数 $\phi(\mathbf{r})$ 可按该本征函数全体作展开。

力学量的算符表示 operator representation of mechanical quantities

期望值 expectation value

量子力学中假定力学量用算符表示。根据态叠加原理的要求, 量子力学的力学量算符必须是线性的。在实验上可观测的力学量算符必要求为厄密算符。由于所取表象不同, 力学量算符的具体数学表达式也可不同, 例如对坐标 \mathbf{r} 和动量 \mathbf{p} 在坐标和动量表象分别表达为

	\mathbf{r}	\mathbf{p}
坐标表象	\mathbf{r}	$-i\hbar \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}$
动量表象	$i\hbar \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}}$	\mathbf{p}

力学量用算符表示的物理含义是:

1. 在算符 \hat{A} 的本征值为 a 的本征态 ϕ_a 下, 对应力学量 A 的观

测值必严格的等于算符 \hat{A} 的本征值 α 。

2. 一般情况下, 即在任一不是算符 \hat{A} 的本征波函数 ϕ 描述的状态下, 相应力学量 A 的每次观测结果必是算符 A 的某个本征值, 各个本征值以各自几率在测量中出现, 多次测量结果必趋于一稳定的平均值。在状态 ϕ 下, 力学量 A 的平均值 $\langle A \rangle$, 就是对应力学量算符 \hat{A} 的期望值, 它表达成

$$\langle A \rangle = \int \phi^* \hat{A} \phi d\tau$$

3. 力学量之间的联系也由相应力学量算符之间的关系表达出来。例如, 若两个力学量 A 和 B 可以同时具有确定观察值, 则它们的算符 \hat{A} 与 \hat{B} 之间必须对易, 即 $\hat{A} \cdot \hat{B} - \hat{B} \cdot \hat{A} = 0$ 。

薛定谔方程 Schrödinger equation

薛定谔 (E. Schrodinger) 在德布罗意物质波假设的启发下, 根据经典力学与几何光学的类比, 于1926年提出了类似于波动光学的波动力学方程, 其形式为

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \phi(\mathbf{r}, t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) \right] \phi(\mathbf{r}, t)$$

或更一般的写成

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \phi(\mathbf{r}, t) = \hat{H} \phi(\mathbf{r}, t)$$

∇ 是拉普拉斯算符, $V(\mathbf{r})$ 是势场, \hat{H} 是哈密顿算符。上述方程日后被称作薛定谔方程。薛定谔方程是量子力学的基本方程, 它描述微观体系状态随时间变化的规律, 当给定体系的初始状态和边条件时, 状态随时间的变化即由薛定谔方程完全确定。

薛定谔方程是非相对论量子力学的基本方程, 相当于牛顿方程在经典力学中的地位。按照波函数的统计解释观点, 非相对论运动方程必须保证粒子数守恒, 即在全空间找到粒子的几率应是常数, 由薛定谔方程确能证明

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\phi(\mathbf{r}, t)|^2 d\mathbf{r} = \text{常数}$$

即

$$\frac{d}{dt} \int_{-\infty}^{\infty} |\phi(\mathbf{r}, t)|^2 d\mathbf{r} = 0$$

与时间无关的薛定谔方程 time-independent Schrodinger equation

定态 stationary state

当薛定谔方程中的势场 V 不显含时间时, 波函数 $\phi(\mathbf{r}, t)$ 可以分离成含时间的和不含时间的两部分。若设方程的特解为

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \phi(\mathbf{r}) f(t)$$

代入薛定谔方程, 得

$$f(t) = c e^{-i E t / \hbar}$$

其中 c 是待定的任意常数, 而 $\phi(\mathbf{r})$ 将满足下列方程

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) \right\} \phi(\mathbf{r}) = E \phi(\mathbf{r})$$

其中 E 是常数, 该方程就叫与时间无关的薛定谔方程。通常称由波函数 $\phi(\mathbf{r}, t) = \phi(\mathbf{r}) e^{-i E t / \hbar}$ 描述的状态为定态; 因而与时间无关的薛定谔方程也称定态方程。定态方程实际上就是哈密顿算符

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) = \frac{1}{2m} \hat{P}^2 + V(\mathbf{r})$$

的本征方程, 即能量本征方程, E 就是能量本征值。

在定态下粒子有下述特征:

1. 粒子的几率密度 $\rho(\mathbf{r}) = |\phi(\mathbf{r})|^2$ 以及几率流密度 $\mathbf{j} = \frac{1}{m} R_e (\phi^* \hat{P} \phi)$ 不随时间改变, 其中 R_e 表示取实数。

2. 任何不显含时间的力学量的平均值不随时间改变, 它们取各种可能值的几率也不随时间改变。

3. 若初始时刻体系处于某能量本征态, 则以后任何时刻仍处于该能量本征态。

守恒量 conservation quantity

量子力学中, 若力学量 A 不显含时间 t , 当其算符 \hat{A} 与体系哈密顿算符 \hat{H} 对易, 即

$$\hat{A} \cdot \hat{H} - \hat{H} \cdot \hat{A} = 0$$

时则称力学量 (可观察量) A 为体系的一个守恒量。

量子力学中的守恒量有两个重要特点:

1. 在量子力学体系的任何状态下, 守恒量的平均值不随时间改变。
2. 在量子力学体系的任何状态下, 守恒量取值的几率分布不随时间变化。

由此可知, 若初始时刻 ($t=0$) 守恒量 A 具有确定值, 则任何时刻都具有同一个确定值, 也就是该量子力学体系将保持在力学量算符 \hat{A} 的同一个本征态。同时, 也可以断定, 若初始时刻 ($t=0$), 力学量 A 没有确定值, 即量子力学体系并不处在力学量算符 \hat{A} 的本征态, 则以后力学量 A 也不会有确定取值, 但其所有可能取值的相应的出现几率仍不随时间改变。

一个体系存在某种守恒量必反映该体系具有某种对称性。例如, 动量守恒反映空间平移不变性, 角动量守恒反映空间转动不变性, 宇称守恒反映空间反演不变性, 能量守恒反映时间平移不变性。

宇称 parity

空间反演在量子力学中用算符 \hat{I} 表示, 即对波函数 $\phi(\mathbf{r})$ 有:

$$\hat{I} \phi(\mathbf{r}) = \phi(-\mathbf{r})$$

\hat{I} 就称宇称算符。 \hat{I} 的本征值是 ± 1 , 凡满足

$$\hat{I} \phi(\mathbf{r}) = +\phi(\mathbf{r})$$

的称偶宇称态；满足

$$\hat{I}\phi(r) = -\phi(r)$$

的称奇宇称态。

宇称守恒曾被认为是微观世界的普遍规律。1956年美籍中国物理学家杨振宁和李政道发现在K介子衰变、 β 衰变等弱相互作用过程中，宇称守恒律并不成立，接着美籍中国女物理学家吴健雄从实验上证实了这一论断。

对称波函数 symmetric wave function

反对称波函数 anti-symmetric wave function

对于由波函数 $\phi(q_1, q_2, \dots, q_N)$ 描述的 N 个全同粒子体系，第 i 个和第 j 个粒子的交换操作算符 \hat{P}_{ij} 表示，即

$$\hat{P}_{ij}\phi(q_1, \dots, q_i, \dots, q_j, \dots, q_N) = \phi(q_1, \dots, q_j, \dots, q_i, \dots, q_N)$$

交换算符 \hat{P}_{ij} 只有两个本征值 ± 1 ，满足

$$\hat{P}_{ij}\phi = +\phi$$

的波函数称对称波函数，满足

$$\hat{P}_{ij}\phi = -\phi$$

的波函数称反对称波函数。波函数的交换对称性不随时间改变。对于每一类粒子它们的多体波函数的交换对称性也总是完全确定的。

费米子 Fermi particles

玻色子 Bosons

实验表明全同粒子系的交换对称性与粒子自旋有确定联系。凡自旋为 \hbar 整数倍($0, \hbar, 2\hbar, \dots$)的粒子，波函数对于交换两粒子总是对称的，凡用对称波函数描写的体系的粒子，如光子在统计物理上遵守玻色统计法，称其为玻色子。凡自旋为 $\hbar/2$ 或其奇数倍($\hbar/2, 3\hbar/2, \dots$)的粒子组成的体系的波函数总是反对称的，这个体系的粒子如电子、质子、中子等，在统计物理上遵守费米统计法，称

费米子。对于由几个粒子紧密束缚在一起组成的粒子体系，如果过程中内部状态不变，则由玻色子组成的仍是玻色子，如果由奇数个费密子组成仍是费米子，但由偶数个费米子组成的则为玻色子，例如氦核 (${}^4\text{He}_2$) 是费米子，氘核 (${}^2\text{H}_1$) 是玻色子。

共同本征函数 simultaneous eigenfunctions

力学量完全集 complete sets of mechanical quantities

任一量子力学体系，当其彼此独立的力学量算符 $\{\hat{A}_1, \hat{A}_2, \dots, \hat{A}_n\}$ 互相对易时，它们必具有所谓共同本征函数，共同本征函数构成体系状态的完备函数组。在共同本征函数 $\phi_{a_1, a_2, \dots, a_n}(a_1, a_2, \dots, a_n)$ 分别是力学量算符 $\hat{A}_1, \hat{A}_2, \dots, \hat{A}_n$ 的本征值) 描述的状态下，对应力学量 $\{A_1, A_2, \dots, A_n\}$ 可同时有确定的观测值，且分别等于 a_1, a_2, \dots, a_n 。例如，动量 p 的三个分量 $\hat{p}_x, \hat{p}_y, \hat{p}_z$ 彼此对易，它们有共同本征波函数——平面波

$$\phi_p(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3/2}} e^{i(xp_x + yp_y + zp_z)/\hbar}$$

相应的本征值就是 p_x, p_y 和 p_z 。

通过一组彼此独立又互相对易的力学量算符 $(\hat{A}_1, \hat{A}_2, \dots, \hat{A}_n)$ 的本征值 (a_1, a_2, \dots, a_n) ，可以完全确定体系所处的状态，则称 $(\hat{A}_1, \hat{A}_2, \dots, \hat{A}_n)$ 构成体系的一个力学量完全集。力学量完全集的力学量数目与体系自由度相同，例如能量 E 构成一维谐振子的一个力学量完全集，动量的三个分量 p_x, p_y 和 p_z 构成三维运动粒子的一个力学量完全集。

量子数 quantum numbers

好量子数 good quantum numbers

在氢原子的玻尔理论里，假设电子轨道是量子化的，即假设电子的角动量因而对应的能量只能取分立值，那些表达角动量和

能量量子化的分立的数，如 $l = 0, 1, 2, \dots$ 和 $n = 1, 2, 3, \dots$ 就被称为量子数。量子物理的进一步发展证明，量子力学体系的物理量都是量子化的，各物理量有其各自的量子数，一些量子数之间还存在一定的关系，如中心力场体系的能量量子数 $n = 1, 2, 3, \dots$ ，角动量量子数 $l = 0, 1, 2, \dots (n-1)$ ，磁量子数 $m = -l, -l+1, \dots, l-1, l$ 。于是，量子数成为刻画量子力学体系状态的特征数字；属于体系任一力学量完全集的一组量子数就能完全确定体系所处的状态。量子数可以是整数、半整数或分数。

由于体系的守恒量在任何时刻的取值都与初始时刻的确定值一致，因而守恒量的量子数被称为好量子数。

表象 representation

量子力学状态和力学量的具体表述方式称为表象。类似解析几何中选取不同的坐标系，不同的表象来自选取不同的表象“基矢”。量子力学体系的任何一组力学量完全集 $\{\hat{F}\}$ 的共同本征态 φ_k ，构成该表象空间一组正交完备的“基矢”。任何一个量子态 ψ 可以看成表象空间的一个“矢量”，按态叠加原理，量子态可按表象基矢作展开

$$\psi = \sum_k g_k \varphi_k$$

$$g_k = \int \varphi_k^* \psi d\tau$$

$\{g_k\} = (g_1, g_2, \dots, g_k, \dots)$ 构成态 ψ 在 F 表象中的波函数。显然当 ψ 是 \hat{F} 的本征态时， ψ 就是在 F 表象的波函数。力学量算符 Q 在 F 表象是一组元素 $\{Q_{mn}\}$

$$Q_{mn} = \int \varphi_m^* \hat{Q} \varphi_n d\tau$$

$\{Q_{mn}\}$ 也可以写成一矩阵形式

$$\{Q_{mn}\} = \begin{pmatrix} Q_{11} & Q_{12} & \cdots & Q_{1n} & \cdots \\ Q_{21} & Q_{22} & \cdots & Q_{2n} & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ Q_{n1} & Q_{n2} & \cdots & Q_{nn} & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \end{pmatrix}$$

人们常用的表象有坐标表象、动量表象和能量表象。表象选取得合适能使问题简化。

表象变换 transformation of representations

么正变换 unitary transformation

量子力学中从一个表象(例如基矢为 u_i 的 G 表象)变换到另一表象(例如基矢为 φ_k 的 F 表象),通过么正变换矩阵 S 实现。由么正变换实现的变换称么正变换。么正矩阵须满足下列关系式

$$S^+ S = S S^+ = 1$$

S^+ 是 S 的转置复共轭矩阵。么正变换有如下性质:

1. 么正变换不改变算符的本征值
2. 么正变换不改变算符矩阵表示的迹

从 G 表象到 F 表象的变换矩阵元是

$$S_{ij} = \int \varphi_k^* u_i d\tau$$

具体的变换关系如下表所列(设表象基矢为分立):

	F 表象	G 表象
态矢表示 $\phi =$	$\sum_k a_k \varphi_k$	$\phi = \sum_i a'_i u_i$

$$\text{表象变换} \quad \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_n \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & \cdots & S_{1n} & \cdots \\ S_{21} & S_{22} & \cdots & S_{2n} & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ S_{n1} & S_{n2} & \cdots & S_{nn} & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a'_1 \\ a'_2 \\ \vdots \\ a'_n \\ \vdots \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned}
& a = S \cdot a' \\
& (a' = S^{-1}a) \\
& \begin{array}{cc} F \text{表象} & G \text{表象} \\ \text{算符表示} & L = (L_{kl}) \quad L' = (L'_{lm}) \\ \text{表象变换} & L = SL'S^{-1} \\ & (L' = S^{-1}LS) \end{array}
\end{aligned}$$

薛定谔表象 (绘景) Schrödinger representation (picture)

把力学量的平均值及其几率分布随时间的变化, 都归之于状态随时间变化而力学量不随时间变化的描述方式称薛定谔表象 (或薛定谔绘景)。它相当于表象空间的基矢是与时间无关的, 而态矢量随时间变化, 它的变化遵从薛定谔方程。

海森伯表象 (绘景) Heisenberg representation (picture)

量子力学状态不随时间变化, 而力学量随时间变化的描述方式称海森伯表象 (或海森伯绘景), 它相当于表象空间的基矢是随时间运动的, 而态矢不随时间改变, 力学量随时间的变化由海森伯方程决定,

$$\frac{d}{dt} \hat{A}(t) = \frac{1}{i\hbar} (\hat{A}(t) \cdot \hat{H}(t) - \hat{H}(t) \cdot \hat{A}(t))$$

$\hat{H}(t)$ 是体系的哈密顿算符。

狄喇克符号 Dirac's symbols

是一种抽象的不依赖具体表象的对量子力学理论的符号表述方法, 因最初由狄喇克 (P·L·M·Dirac) 引入, 故称狄喇克符号。由于量子力学体系的一切可能状态构成一抽象的线性空间, 好比解析几何中的矢量空间, 量子力学的一个状态就可认为是该线性空间的一个态“矢量” (简称态矢), 从而可规定一些基本规则并由此描述所有的理论公式和计算。

(一) 基本规则

1. 刃矢 $|\rangle$: 表示态空间的一个状态 (态矢)。若要表示某一特定的状态, 则在刃矢中间填上标志记号, 例如 $|\varphi\rangle$ 表示波函数 φ 描述的状态, $|x'\rangle$ 、 $|p'\rangle$ 和 $|lm\rangle$ 分别表示坐标 (本征值为 x')、动量 (本征值为 p') 和角动量 (本征值为 l, m) 的本征态或共同本征态。

2. 刁矢 $\langle|$: 表示与刃矢 $|\rangle$ 所在空间的共轭空间的一个态矢。

3. 标积: 矢量 $|\psi\rangle$ 和 $|\varphi\rangle$ 的标积用

$$\langle\varphi|\psi\rangle$$

表示, 且有

$$\langle\varphi|\psi\rangle^* = \langle\psi|\varphi\rangle$$

(二) 在具体表象中的态矢

1. 在 F 表象 (基矢为 $|k\rangle$), 任一态矢 $|\psi\rangle$ 的表示是

$$a_k = \langle k|\psi\rangle$$

2. 可定义投影算符

$$P_k = |k\rangle\langle k|$$

它对任何态矢作用, 得到该态矢在基矢为 $|k\rangle$ 的表象中 $|k\rangle$ “坐标”方向上的分矢, 即

$$P_k|\Psi\rangle = |k\rangle\langle k|\Psi\rangle = |k\rangle a_k = a_k |k\rangle$$

3. 可定义一单位算符

$$\sum_k |k\rangle\langle k| \equiv 1 \quad \text{分立谱}$$

$$\int dx' |x'\rangle\langle x'| \equiv 1 \quad \text{连续谱}$$

由此可得标积之运算为

$$\langle\varphi|\psi\rangle = \int dx \langle\varphi|x\rangle\langle x|\psi\rangle = \int dx \varphi^*(x)\psi(x)$$

(三) 具体表象中的算符

算符 \hat{L} 在 F 表象 (基矢为 $|k\rangle$) 中的表示为

$$\hat{L} = \{L_{kj}\} = \{\langle k|\hat{L}|j\rangle\}$$

(四) 表象变换

1. 态矢在 F 表象 (基矢为 $|k\rangle$) 和 G 表象 (基矢为 $|\alpha\rangle$) 的变换表示为

其中
$$a_k = \sum_{\alpha} S_{k\alpha} a_{\alpha}$$

$$S_{k\alpha} = \langle k|\alpha\rangle$$

2. 算符在上述两表象间变换表示为

其中
$$L'_{\alpha\beta} = \sum_{jk} S_{\alpha j}^+ L_{jk} S_{k\beta}$$

$$S_{\alpha j}^+ = \langle j|\alpha\rangle^*$$

$$S_{k\beta} = \langle k|\beta\rangle$$

一维定态问题 one-dimensional stationary state

一维运动在量子力学中占有很重要的地位, 它的数学计算简单, 大多可严格求解, 并为求解多维问题的基础; 此外, 许多实际问题就是或近似是一维问题。一维问题的波函数, 在势能 V 不显含时间时可写成

$$\psi(x, t) = \psi(x) e^{-iEt/\hbar}$$

$\psi(x)$ 满足定态方程

$$\frac{d^2}{dx^2} \psi(x) + \frac{2m}{\hbar^2} [E - V(x)] \psi(x) = 0$$

一维问题中的束缚定态都是不简并的, 因而其波函数可取为实函数。

一维方势阱问题 one-dimensional rectangular potential-well

如果一维势能 $V(x)$ 具有如下表达式, 则称其为一维方势阱:

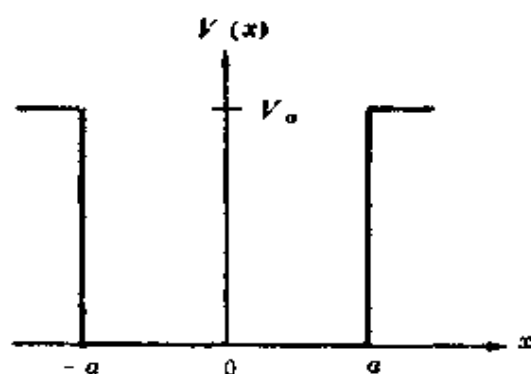


图 1-5-7

$$V(x) = \begin{cases} 0 & |x| < a \\ V_0 & |x| > a \end{cases}$$

图1-5-7就是一维方势阱的示意图。

当粒子能量 E 小于势阱的深度 V_0 时, 即当 $E < V_0$ 时, 求解薛定谔方程得到的波函数 $\phi(x)$ 的具体形式和能量 E 的本

征值分别如下表所列:

V_0 为有限		$V_0 \rightarrow \infty$		
奇宇称	偶宇称	$n = \text{偶}$	$n = \text{奇}$	
$\sin \alpha x$	$\cos \alpha x$	$\sin \frac{n\pi}{2a} x$	$\cos \frac{n\pi}{2a} x$	$ x < a$
$e^{-\beta x}$	$e^{-\beta x}$	0	0	$x > a$
$-e^{-\beta x}$	$e^{\beta x}$	0	0	$x < -a$
$E = \frac{\hbar^2 u^2}{2ma^2}$		$\frac{(\pi \hbar n)^2}{8ma^2}, n \text{ 为整数}$		

其中 $\alpha = \sqrt{2mE/\hbar^2}$, $\beta = \sqrt{2m(V_0 - E)/\hbar^2}$, $u = \alpha a$ 。 V_0 为有限时, 能量 E 的具体取值, 由解出 u 得到。因为 u 必须满足方程

$$u \operatorname{ctg} u = -v$$

$$u \operatorname{tg} u = v$$

和

$$u^2 + v^2 = 2mV_0 a^2 / \hbar^2$$

上式中 $v = \beta a$, 所以 u 只能通过联立上述三个方程, 用图解法或数值法进行求解。解的结果表明, 当 $E < V_0$ 时, 粒子的能量只取一些分立值, 这些分立的能级由势阱深度 V_0 和宽度 a 决定。

当粒子能量 E 大于势阱深度 V_0 时, 即 $E > V_0$ 时, 求解薛定谔方程表明, 粒子能量可取大于 V_0 的任何值, 它们是连续分布的。

一维有限方势阱中粒子的能级分布和前三个波函数分别示于图1-5-8和1-5-9中。一维无限方势阱的前四个能级在势阱中的位置和波函数示于图1-5-10。从这些图中可以形象的看到，无限深势阱的波函数被严格的限制在势阱中，而有

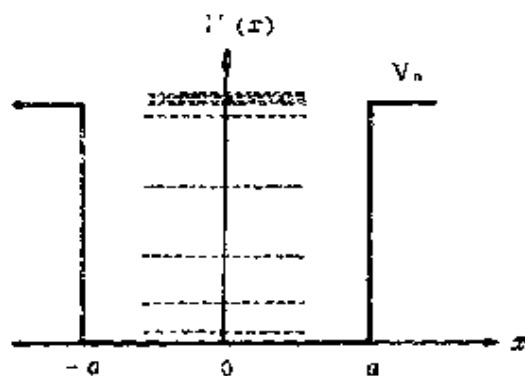


图 1-5-8

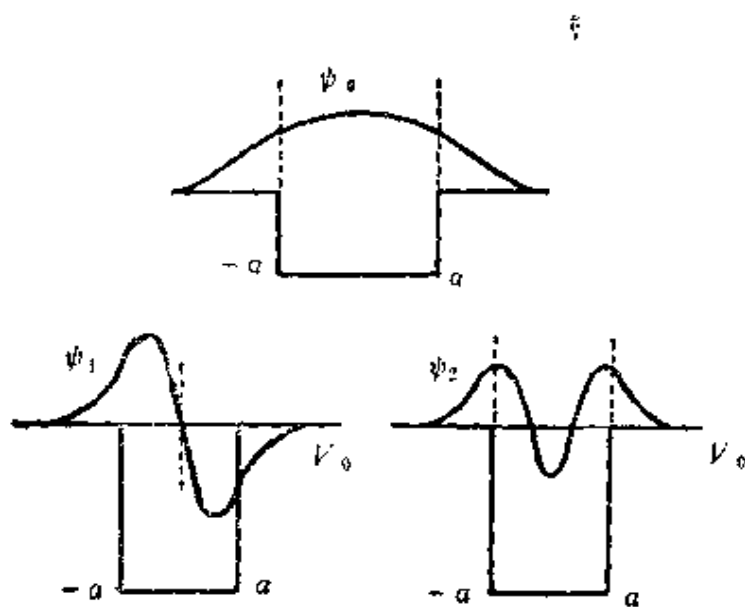


图 1-5-9

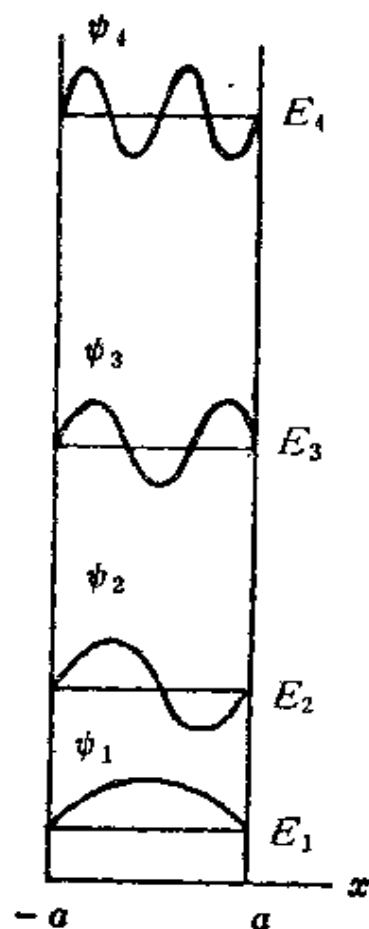


图 1-5-10

限深势阱的波函数在阱外也不为零，但两者的波函数 $\psi_n(x)$ 都有 n 个节点。

一维方势垒问题 one-dimensional rectangular potential-barrier

隧道效应 tunnel effect

一维方势垒的势能表达式如下式所列,

$$V(x) = \begin{cases} V_0 & 0 < x < a \\ 0 & 0 > x > a \end{cases}$$

它的示意图如图1-5-11中粗实线所示。

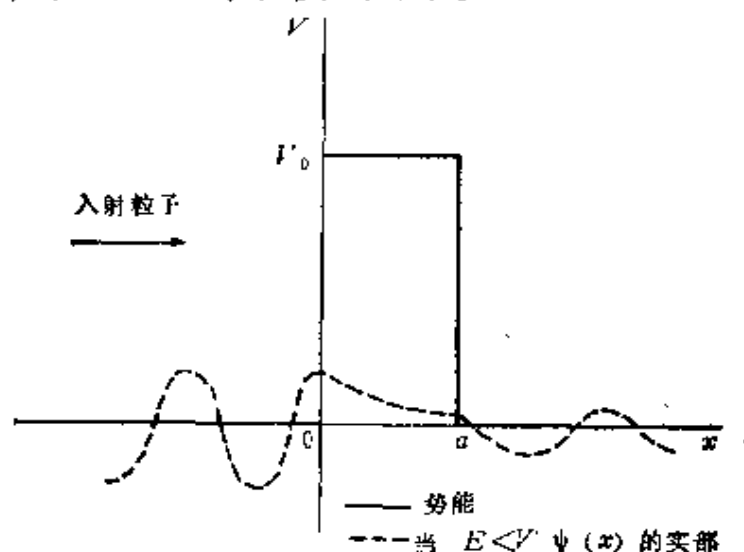


图 1-5-11

当粒子能量小于势垒高度时, 即 $E < V_0$ 时, 粒子的波函数分成三部分如图1-5-11中的虚线所示, 即

$$\psi(x) \approx \begin{cases} e^{ikx} + R e^{-ikx} & x < 0 \\ A e^{k'x} + B e^{-k'x} & 0 < x < a \\ S e^{ikx} & x > a \end{cases}$$

其中 $k = \sqrt{2mE/\hbar^2}$, $k' = \sqrt{2m(V_0 - E)/\hbar^2}$ 。从图示和波函数表达式可以发现, 量子力学中粒子遇到有限高势垒并不像经典力学那样全部反弹回去, 粒子在势垒中和透过势垒后的几率不为零。这种粒子动能低于能量比它高的势垒时, 粒子贯穿势垒的现象称隧道效应。波函数表达式中的系数 S 和 R 就分别是粒子穿过势垒和被

势垒反射的系数。粒子穿过势垒的几率 $T = |S|^2$ 近似等于

$$T \simeq \frac{16E(V_0 - E)}{V_0^2} e^{-2a\sqrt{2m(V_0 - E)/\hbar^2}}$$

它表明随势垒宽度 a 的增加,透射率 T 指数衰减。隧道效应已在实际上得到许多应用,如制造约瑟夫逊结、扫描隧道电子显微镜。

对于 $E > V_0$ 情况,得透射率

$$T = \frac{1}{1 + \frac{1}{4} \left(\frac{k}{\alpha} - \frac{\alpha}{k} \right)^2 \sin^2 ka}, \quad \alpha \ll k$$

其中 $\alpha = \sqrt{2m(E - V_0)/\hbar^2}$ 。

一维谐振子 one-dimensional harmonic oscillator

一维谐振子的势能表达式为

$$V(x) = \frac{1}{2} kx^2$$

其中 k 是表示作用力强度的参数。求解薛定谔方程得能量值为

$$E = E_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_0 \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

其中 $\omega_0 = \sqrt{k/m}$, m 是振子质量,对应的波函数的前三个是

$$\phi_0(x) = \frac{\sqrt{\alpha}}{\pi^{1/4}} e^{-\alpha^2 x^2 / 2}$$

$$\phi_1(x) = \frac{\sqrt{2\alpha}}{\pi^{1/4}} \alpha x e^{-\alpha^2 x^2 / 2}$$

$$\phi_2(x) = \frac{\sqrt{2\alpha}}{\pi^{1/4}} (\alpha^2 x^2 - 1/2) e^{-\alpha^2 x^2 / 2}$$

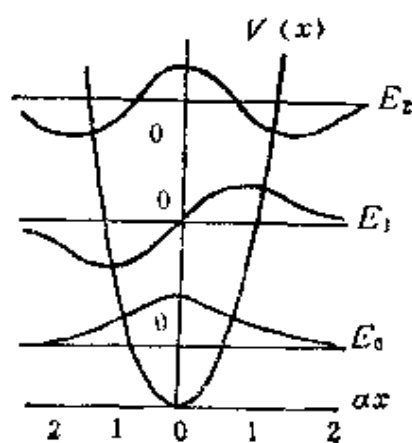


图 1-5-12

式中 $\alpha = \sqrt{m\omega_0/\hbar}$ 。一维谐振子的势能及 $n = 0 \sim 2$ 的能级和波函数一并示于图1-5-12。

量子力学中的谐振子与经典力学谐振子有本质上的不同,首

先, 量子力学谐振子的基态能量 $E_0 = \frac{1}{2}\hbar\omega_0$ (经典力学中 E_0 为零); E_0 通常称为零点能。其次, 从图 1-5-13(a) 所画的量子(实线)和经典(虚线)谐振子的几率密度看, 在基态两者十分不同, 一是最大几率不在同一地方, 二是量子谐振子在经典振子存在区域(以两条竖直线为界)外, 其几率并不为零。例如由基态时量子

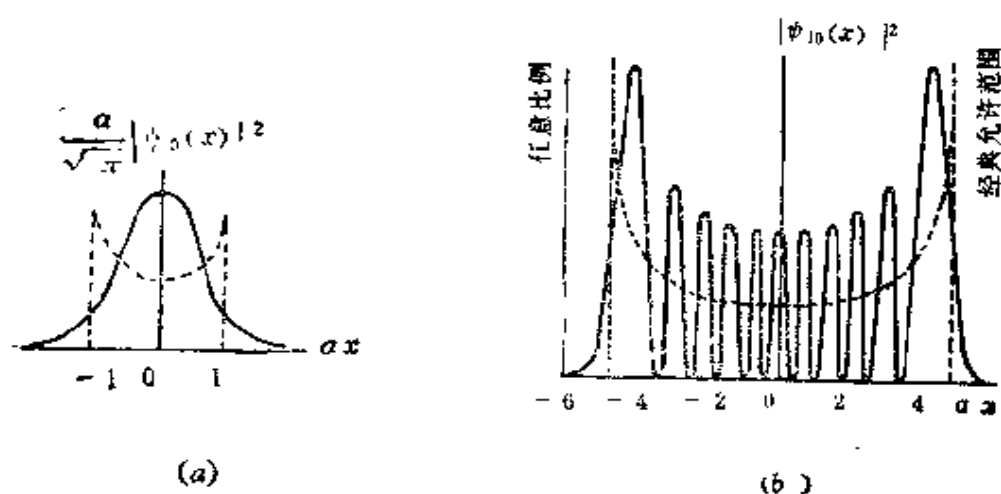


图 1-5-13

振子的几率密度

$$|\psi_0(x)|^2 = \frac{\alpha}{\sqrt{\pi}} e^{-\alpha^2 x^2}$$

可明显发现, $x=0$ 时几率密度最大, 但按经典力学观点, 振子在 $x=0$ 处停留时间最短, 即几率密度最小。图 1-5-13(b) 还表明, 在 $n=10$ 的高激发态中, 量子几率密度已变成围绕经典几率密度的涨落了。

一维谐振子代表广泛的实际物理问题。一般的小振动都可用一维谐振子模拟, 如分子振动、晶格振动、电偶极矩的振动等。

中心力场 central force field

中心力场是指一种球对称场, 在中心力场中运动的粒子角动

量守恒。它是量子力学中少数几个可精确求解问题中的一个。库仑场或万有引力场、各向同性谐振子场和无限深方势阱等就是中心力场的重要实例。

中心力场的一般表达式为

$$V(r)$$

由于势能的球对称性，中心场问题常用如图1-5-14所示的球坐标求解。球坐标中的定态薛定谔方程为

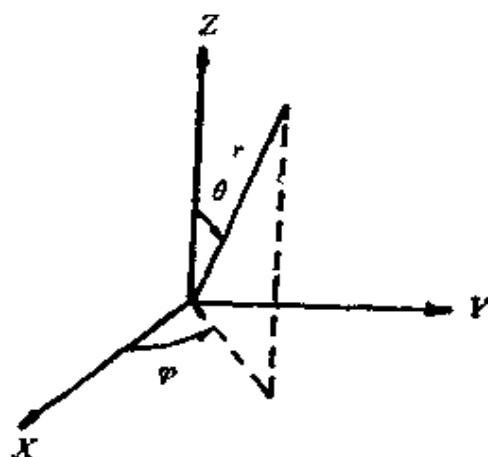


图 1-5-14

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right] \phi = [E - V(r)] \phi$$

式中 r 是径向坐标， θ 是极角， φ 是方位角， m 是粒子的质量。势场与角度坐标无关时，可设函数的特解为径向波函数 $R(r)$ 乘以角度部分波函数 $Y(\theta, \varphi)$

$$\phi(r, \theta, \varphi) = R(r)Y(\theta, \varphi)$$

$R(r)$ 满足 径向方程

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \left[\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(r)) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] R = 0$$

其中 λ 为待定常数, $Y(\theta, \varphi)$ 满足的方程是

$$\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} \left(\sin\theta \frac{\partial Y}{\partial\theta} \right) + \frac{1}{\sin^2\theta} \frac{\partial^2 Y}{\partial\varphi^2} = -\lambda Y$$

由于 θ 和 φ 独立无关, 角度部分波函数 $Y(\theta, \varphi)$ 还可以表示成单独与 θ 和 φ 有关的波函数乘积:

$$Y(\theta, \varphi) = \Theta(\theta)\Phi(\varphi)$$

它们分别满足

$$\frac{1}{\sin\theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin\theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) + \left(\lambda - \frac{\nu}{\sin^2\theta} \right) \Theta = 0$$

$$\frac{d^2\Phi}{d\varphi^2} + \nu\Phi = 0$$

其中 ν 是待定常数。

以上方程中之径向波函数决定于势场 $V(r)$ 的具体形式, 而角度部分波函数为

$$Y(\theta, \varphi) = Y_{lm}(\theta, \varphi) = N_{lm} P_l^{|m|}(\cos\theta) e^{im\varphi}$$

其中 l 是角动量量子数, m 是磁量子数, 而

$$N_{lm} = \sqrt{(l-|m|)! (2l+1) / [(l+|m|)! 4\pi]}$$

$$P_l^{|m|} = (1-\zeta^2)^{\frac{|m|}{2}} \frac{d^{|m|}}{d\zeta^{|m|}} P_l(\zeta)$$

$$P_l(\zeta) = \frac{1}{2^l l!} \frac{d^l}{d\zeta^l} (\zeta^2 - 1)^l$$

其中 $\zeta = \cos\theta$, $P_l^{|m|}$ 和 $P_l(\zeta)$ 分别称缔合勒让德和勒让德多项式, l 和 m 取值为

$$l = 0, 1, 2, 3, \dots$$

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$$

l 的取值也可从小到大分别用符号 s, p, d, f, \dots 表示, 使与氢原子光谱线符号对应。

$Y_{lm}(\theta, \varphi)$ 也称球谐函数, 前几个球谐函数为

$$\begin{aligned}
Y_{0,0} &= 1/\sqrt{4\pi} \\
Y_{1,1} &= \sqrt{3/8\pi} \sin\theta \cdot e^{i\varphi} \\
Y_{1,0} &= \sqrt{3/4\pi} \cos\theta \\
Y_{1,-1} &= \sqrt{3/8\pi} \sin\theta \cdot e^{-i\varphi} \\
Y_{2,2} &= \sqrt{15/32\pi} \sin^2\theta e^{i2\varphi} \\
Y_{2,1} &= \sqrt{15/8\pi} \sin\theta \cos\theta e^{i\varphi} \\
Y_{2,0} &= \sqrt{5/16\pi} (3\cos^2\theta - 1) \\
Y_{2,-1} &= \sqrt{15/8\pi} \sin\theta \cos\theta e^{-i\varphi} \\
Y_{2,-2} &= \sqrt{15/32\pi} \sin^2\theta e^{-i2\varphi}
\end{aligned}$$

库仑场 Coulomb field

库仑场问题描述电量为 $-e$ 的带电粒子在固定点电荷为 $+Ze$ 所产生的电场中运动的问题，若记粒子至固定电荷间距离为 r ，并取无穷远的势能为零，则库仑场的势能表达式为

$$V(r) = -\frac{Ze^2}{r}$$

库仑场是中心力场的一个具体例子。在普遍的中心力场问题中，已经得到与角度 (θ, φ) 相关的解，因此解出径向波动方程即完成库仑场的全部求解任务。库仑场的量子力学解的主要结果是：

(一) 能量

$$E = E_n = -\frac{me^4}{2\hbar^2} \frac{Z^2}{n^2} \quad n=1, 2, \dots$$

式中的 m 是带电粒子的质量。

(二) 径向波函数

$$R_{nl} = N_{nl} e^{-\frac{Z}{na_0}r} \left(\frac{2Z}{na_0}r \right)^l L_{n-l-1}^{l+1} \left(-\frac{2Z}{na_0}r \right)$$

式中 $a_0 = \frac{\hbar}{me^2}$ ，是波尔半径。 $L_{n+l}^{2l+1}\left(\frac{2Z}{na_0}r\right)$ 是缔合勒盖尔多项式， N_{nl} 是归一化常数，具体表达式为

$$N_{nl} = - \left\{ \left(\frac{2Z}{na_0} \right)^3 \frac{(n-l-1)!}{2n[(n+l)!]^3} \right\}^{-\frac{1}{2}}$$

n 是径向量子数， l 是角量子数， n 取不为零的整数， l 取 $0, 1, 2, \dots, n-1$ 。考虑到磁量子数 m 取 $0, \pm 1, \dots, \pm l$ ，所以第 n 个能级是 n^2 重简并的。

R_{nl} 的前几个径向波函数的具体形式为：

$$R_{10}(r) = \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} 2e^{-\frac{Zr}{a_0}}$$

$$R_{20}(r) = \left(\frac{Z}{2a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left(2 - \frac{Zr}{a_0} \right) e^{-\frac{Zr}{2a_0}}$$

$$R_{21}(r) = \left(\frac{Z}{2a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{Zr}{a_0\sqrt{3}} \right) e^{-\frac{Zr}{2a_0}}$$

$$R_{30}(r) = \left(\frac{Z}{3a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left[2 - \frac{4Zr}{3a_0} + \frac{4}{27} \left(\frac{Zr}{a_0} \right)^2 \right] e^{-\frac{Zr}{3a_0}}$$

$$R_{31}(r) = \left(\frac{2Z}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{2}{27\sqrt{3}} - \frac{Zr}{81a_0\sqrt{3}} \right) \frac{Zr}{a_0} e^{-\frac{Zr}{3a_0}}$$

$$R_{32}(r) = \left(\frac{2Z}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{81\sqrt{15}} \left(\frac{Zr}{a_0} \right)^2 e^{-\frac{Zr}{3a_0}}$$

氢原子的量子力学解 quantum mechanics of the hydrogen atom

氢原子是由一个质子的原子核（电量 $+e$ ，质量为 m_N ）和一个绕它运动的电子（带电量 $-e$ ，质量为 m_e ）所构成；氢原子问题本质上是两个带电粒子在库仑相互作用下的两体问题，但在质心系中，氢原子的两体运动问题转换成相当于一个（约化）质量

为 $\mu = m_e m_N / (m_e + m_N)$ 的粒子在势能为

$$V(r) = -\frac{e^2}{r}$$

的库仑场中的运动问题。实际上,由于 $m_N = 1836m_e$, 所以 $\mu \sim m_e$,

由库仑场的能量解,可立即得到氢原子的光谱项 ν 和里德堡常数 R 的量子力学解的表达式:

$$\nu = Rc \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

$$R = \frac{\mu e^4}{4\pi\hbar^3 c}$$

其中 n' 是上能级量子数, c 是真空中光速。

氢原子的波函数形式为

$$\psi_{nlm} = R_{nl} Y_{lm}$$

利用它的具体表达式可直接算出原子电子运动形成的电流及相应的原子的磁矩。电子在原子中形成的电流密度 J_e 等于电荷 $-e$ 乘以电子的几率流密度,即

$$J_e = (-e) \cdot \frac{i\hbar}{2\mu} \left\{ \psi_{nlm} \nabla \psi_{nlm}^* - \psi_{nlm}^* \nabla \psi_{nlm} \right\}$$

经计算,沿径向和子午线方向的电流密度均为零,沿圆周平面垂直于 Z 轴的圆周电流

$$J_{e,\phi} = -\frac{e\hbar m}{\mu r \sin\theta} |\psi_{nlm}|^2$$

并求得该电流产生的磁矩

$$M_z = -\frac{e\hbar}{2\mu c} m = -M_B m$$

M_B 称为玻尔磁子。从上式可见 (1) 原子磁矩是量子化的, (2) 只有当角动量的 Z 分量 $L_z = m\hbar$ 不为零时, 原子磁矩才不为零; (3) 得到原子角动量磁矩与角动量之比 (称回转磁比率) 为

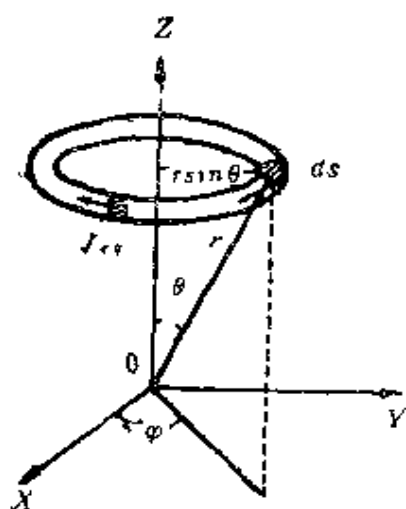


图 1-5-15

$$\frac{M_z}{L_z} = - \frac{e}{2\mu c}$$

图1-5-15表示了原子中电流和磁矩的图像。

氢原子量子力学理论的成功之处，不仅在于它所导出的理论公式与实验结果符合得很好，还在于它揭示了问题的一些更深刻的物理本质。例如，在旧量子论(玻尔理论)中，一些人为的外加条件，像轨道

量子化(能量量子化)、定态条件、频率定则等，在量子力学中都成为理论本身的必然结果。又如量子力学中电子绕原子核运动并没有严格的轨道概念，这点由图1-5-16和1-5-17所表达的电子

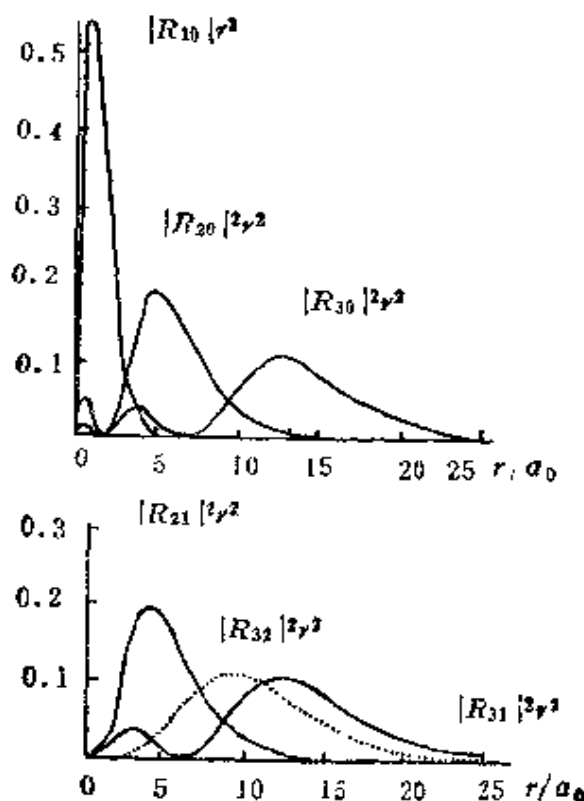


图 1-5-16

的径向和角度几率密度就可看到；但在电子的基态($n=1, l=0$)，电子分布的最可几径 r_1 ，恰等于玻尔半径 a_0 ，因而有时还用“轨道”概念。

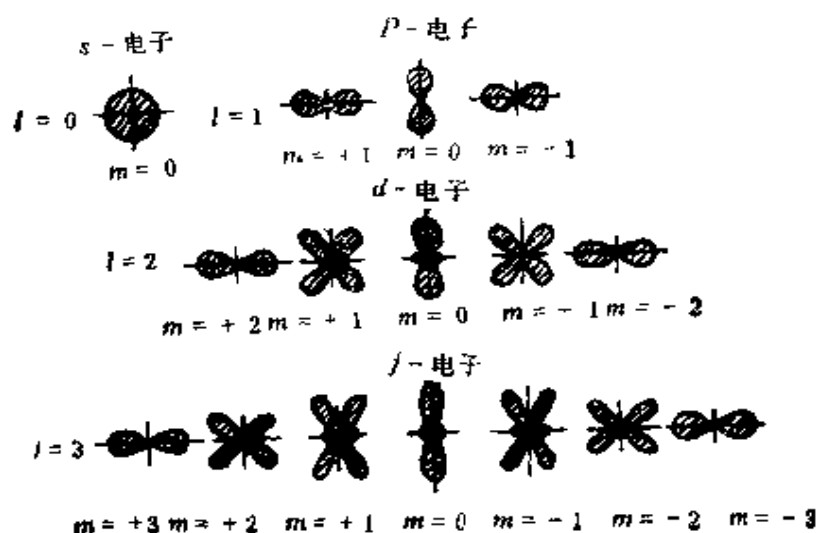


图 1-5-17

微扰论 perturbation theory

用薛定谔方程严格求解，多数情况只能借助于近似方法。微扰论是广泛应用的近似方法。当体系的总哈密顿量 H 包含有可精确求解的部分 H_0 和小量级的相互作用部分 H' 时，即

$$H = H_0 + H'$$

H' 就是所谓的微扰。微扰论的基本做法是，从 H_0 对应的精确解出发，依次逐步把微扰 H' 的影响加以考虑，以逐步逼近完整哈密顿量对应的解，直到达到问题所需精度的解为止。

因哈密顿量是否显含时间以及无微扰的哈密顿量是否引起简并，微扰论的具体做法便有差别，从而把微扰论方法分成非简并定态微扰论、简并定态微扰论和含时间微扰论等几种。

非简并微扰论 non-degenerate perturbation theory

非简并微扰论用以处理体系哈密顿量不显含时间及其无微扰

哈密顿算符的本征值不简并的情况。有时也更明确地称为非简并定态微扰论。微扰论处理的哈密顿算符可写成

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}'$$

\hat{H}_0 是可精确求解的哈密顿算符，微扰哈密顿算符 \hat{H}' 可写成

$$\hat{H}' = \lambda \hat{W}$$

λ 是表示相互作用强度的量，在此处是个小量。显然体系的能量和波函数是 λ 的函数，因而可把能量 E 和波函数 ϕ 按 λ 展开

$$E = E^{(0)} + \lambda E^{(1)} + \lambda^2 E^{(2)} + \dots$$

$$\phi = \phi^{(0)} + \lambda \phi^{(1)} + \lambda^2 \phi^{(2)} + \dots$$

并把它代入定态薛定谔方程。相应于 λ 的各次幂，得相应于各级近似的定态薛定谔方程

$$\lambda^0 \text{级} \quad \hat{H}_0 \phi^{(0)} = E^{(0)} \phi^{(0)}$$

$$\lambda^1 \text{级} \quad \hat{H}_0 \phi^{(1)} + \hat{H}' \phi^{(0)} = E^{(0)} \phi^{(1)} + E^{(1)} \phi^{(0)}$$

$$\lambda^2 \text{级} \quad \hat{H}_0 \phi^{(2)} + \hat{H}' \phi^{(1)} = E^{(0)} \phi^{(2)} + E^{(1)} \phi^{(1)} + E^{(2)} \phi^{(0)}$$

$$\dots \dots \dots$$

零级方程就是不含微扰的定态方程，因其能级不简并，那么我们总可以规定体系处于某一特定状态，即令

$$E^{(0)} = E_k^{(0)}$$

$$\phi^{(0)} = \phi_k^{(0)}$$

由于（零级）本征函数组必是正交完备基矢组，各级近似波函数总能按此基矢组展开，并代入各相应级波动方程求解。下面列出前几级近似解的结果：

（一）一级近似（一级微扰）

$$\phi^{(1)} = \sum_n a_n^{(1)} \phi_n^{(0)}$$

$$E_k = E_k^{(0)} + E^{(1)} = E_k^{(0)} + H'_{kk}$$

$$\phi_k = \phi_k^{(0)} + \phi^{(1)} = \phi_k^{(0)} + \sum_n' \frac{H'_{kn}}{E_k^{(0)} - E_n^{(0)}} \phi_n^{(0)}$$

其中矩阵元

$$H'_{k0} = \int \phi_k^{(0)*} \hat{H}' \phi_n^{(0)} d\tau$$

求和 \sum'_n 表示求和不包括 $n = k$ 。

(二) 二级近似 (二级微扰)

$$\phi^{(2)} = \sum_n a_n^{(2)} \phi_n^{(0)}$$

$$E_k \approx E_k^{(0)} + H'_{kk} + \sum'_n \frac{|H'_{kn}|^2}{E_k^{(0)} - E_n^{(0)}}$$

通常, 由于高级微扰在计算上的困难, 一般对波函数只算到一级近似, 对能量计算到二级近似。为使近似程度好, 在分离微扰 H' 时, 除了应使无微扰的零级方程有定型解或容易求解外, 重要的是还要保证

$$\left| \frac{H'_{kn}}{E_k^{(0)} - E_n^{(0)}} \right| \ll 1 \quad n \neq k$$

上面的不等式表明, 无微扰时体系的能级间距要足够大, 因此对于如库仑场, 量子数 n 大的能级的修正就不宜用微扰论。

简并微扰论 degenerate perturbation theory

简并微扰论用以处理体系总哈密顿不显含时间但无微扰时哈密顿的解是简并的情况。它的困难是能量 E 确定后, 零级波函数仍不能唯一确定。简并微扰论的核心是确定零级波函数, 零级波函数确定后的做法与非简并微扰论的做法相同。

简并微扰论的哈密顿算符与非简并微扰论中的相同, 唯现在的不含微扰的哈密顿算符 \hat{H}_0 满足薛定谔方程的波函数是简并波函数 $\phi_{nv}^{(0)}$, 对应一个能级 $E_n^{(0)}$, 它是 f_n 重简并的, 简并量子数为 v , 即

$$\hat{H}_0 \phi_{nv}^{(0)} = E_n^{(0)} \phi_{nv}^{(0)}$$

零级波函数的确定, 是把薛定谔方程变换到能量表象, 然后用类

似非简并微扰论方法求解。为此，可令体系波函数对零级简并波函数组作展开，

$$\psi = \sum_{n\nu} C_{n\nu} \phi_{n\nu}^{(0)}$$

$\{C_{n\nu}\}$ 就是以零级本征波函数为基矢的能量表象的波函数，它满足同一表象的薛定谔方程

$$E_m^{(0)} C_{m\mu} + \lambda \sum_{n\nu} C_{n\nu} W_{m\mu, n\nu} = E C_{m\mu}$$

其中

$$W_{m\mu, n\nu} = \int \phi_{m\mu}^{(0)*} \hat{W} \phi_{n\nu}^{(0)} d\tau$$

对波函数 $\{C_{n\nu}\}$ 沿用非简并微扰论方法求解。若取

$$E^{(0)} = E_k^{(0)}$$

得到对应能量

$$E = E_k^{(0)} + E_{k\alpha}^{(1)}$$

的零级波函数 $\phi_{k\alpha}^{(0)}$

$$\phi_{k\alpha}^{(0)} = \sum_{\nu} a_{\nu} \phi_{k\nu}^{(0)}$$

它是原先零级波函数 $\phi_k^{(0)}$ 的某种线性叠加，其中 a_{ν} 由解线性齐次代数方程组

$$\sum_{\nu=1}^{f_k} (W_{k\mu, k\nu} - E^{(1)} \delta_{\mu\nu}) a_{\nu} = 0$$

得到，而 $E_{k\alpha}^{(1)}$ 由上述方程有解条件

$$\det |W_{k\mu, k\nu} - E^{(1)} \delta_{\mu\nu}| = 0$$

解出。如果 $E_{k\alpha}^{(1)}$ ($\alpha = 1, 2, \dots, f_k$) 各不相同，即无重根，能级简并全部解除，给定能级，波函数便能完全一一确定。但若尚有部分重根，则简并未完全解除。

由于能级简并是体系对称性的反映，因而可以利用体系对称性，选取零级波函数使微扰 \hat{H}' 尽可能已经对角化，使得方程容

易求解。

含时间微扰论 time-dependent perturbation theory

如果体系的哈密顿量显含时间，但可分解成不显含时间的哈密顿 H_0 和显含时间的微扰 $H(t)$ 两部分，即

$$\begin{aligned}\hat{H} &= \hat{H}_0 + \hat{H}'(t) \\ &= \hat{H}_0 + \lambda \hat{W}(t)\end{aligned}$$

这时，可采用所谓含时间微扰论方法求解薛定谔方程。

含时间微扰论方法与定态微扰论方法类似，首先把薛定谔方程变换到能量表象，然后用逐级近似法考虑微扰 $\hat{H}'(t)$ 的影响以得到所需的解。设已知 \hat{H}_0 满足定态方程

$$\hat{H}_0 \varphi_n = E_n \varphi_n$$

那么 \hat{H}_0 的对应于本征值 E_n 的本征波函数是 $\varphi_n e^{-iE_n t/\hbar}$ 。把体系的波函数 $\psi(t)$ 按 \hat{H}_0 的本征波函数组展开，即令

$$\psi(t) = \sum_n C_n(t) \varphi_n e^{-iE_n t/\hbar}$$

所得到的能量表象的波函数和薛定谔方程分别是

$$\{C_n(t)\}$$

$$i\hbar \frac{d}{dt} C_m(t) = \sum_n C_n(t) H'_{mn} e^{i\omega_{mn} t}$$

其中

$$H'_{mn} = \int \varphi_m^* \hat{H}' \varphi_n d\tau$$

$$\omega_{mn} = \frac{1}{\hbar} (E_m - E_n)$$

ω_{mn} 是从能级 E_n 跃迁到 E_m 的玻尔频率。上述薛定谔方程的求解便可利用非简并微扰论的方法，把波函数 C_n 按小量 λ 的幂作展开

$$C_n = C_n^{(0)} + \lambda C_n^{(1)} + \lambda^2 C_n^{(2)} + \dots$$

然后导出各级近似的薛定谔方程，逐级求解。

若体系未受微扰时处于 \hat{H}_0 的第 k 个本征态 φ_k ，即

$$C_n^{(0)} = \delta_{nk}$$

则一级近似波函数

$$C_n^{(1)}(t) = \frac{1}{i\hbar} \int_0^t H'_{nk} e^{i\omega_{nk}t'} dt'$$

跃迁 transition

跃迁几率 transition probability

跃迁矩阵 transition matrix

量子力学中,把体系某一量子态 ϕ_k 改变到另一量子态 ϕ_m 的现象叫跃迁,原子中电子状态的改变就是一种跃迁过程。体系在状态间跃迁机会的多寡通常用跃迁几率描述。

实质上跃迁是体系状态随时间变化的问题,是量子力学研究的二大类问题之一(另一类是体系的可能状态问题)。跃迁可以具体描述为,当在时间 $t \leq t_0$ 时,体系处于包含不显含 t 的哈密顿量 H_0 在内的一组力学量完全集 Q 的共同本征态的某一特定的状态,譬如 ϕ_k 态,在 $t > t_0$ 以后,受外界作用 H' 的影响(H' 一般与时间有关),于是体系不再停留在 ϕ_k 态,跃迁到了新的状态,譬如说 ϕ_n 态。根据态叠加原理,体系的波函数 $\psi(t)$ 可用 Q 的共同本征态作展开,即

$$\psi(t) = \sum_n C_{nk}(t) \phi_n$$

显然,体系从 ϕ_k 态到 ϕ_n 态的跃迁几率

$$P_{nk}(t) = |C_{nk}(t)|^2$$

通常跃迁指末态不同于初态,但并不要求末态能量一定不同于初态。如果外界作用 H' 可看作微扰,则跃迁时间可用含时间微扰论方法求解。由此得到的态 ϕ_k 至态 ϕ_n 的跃迁几率为

$$P_{nk}(t) = \frac{1}{\hbar^2} |H'_{nk}(\omega_{nk})|^2$$

上式中的微扰矩阵元 $H'_{nk}(\omega_{nk})$ 具体表达为

$$H'_{nk}(\omega_{nk}) = \int_{-\infty}^{\infty} H'_{nk} e^{i\omega_{nk}t} dt$$

其中

$$H'_{nk} = \int \varphi_n^* \hat{H}' \varphi_k d\tau$$

$$\omega_{nk} = \frac{1}{\hbar}(E_n - E_k)$$

上式的 E_k 和 E_n 是态 φ_k 和 φ_n 的能级。由于 $H'_{nk}(\omega_{nk})$ 决定跃迁几率，所以由它们构成的矩阵也称作跃迁矩阵。上述跃迁几率的表达式只是一种形式的表述，具体的跃迁几率依赖于微扰 H' 的具体形式。

常微扰 constant perturbation

费米黄金定则 Fermi golden rule

当微扰 H' 只在 $0 \leq t \leq t_1$ 一段时间内存在，且其幅度不随时间变化，我们称这类微扰为常微扰。根据含时间的微扰论，在常微扰下的跃迁几率为

$$P_{nk}(t) = \frac{1}{\hbar^2} |H'_{nk}|^2 \frac{\sin^2(\omega_{nk}t/2)}{(\omega_{nk}/2)^2}$$

当 t_1 扩展至很大时，对很大的 t 跃迁几率和跃迁速率分别为

$$P_{nk}(t) = \frac{2\pi t}{\hbar} |H'_{nk}|^2 \delta(\omega_{nk})$$

和

$$W_{nk} (= \frac{2\pi}{\hbar} |H'_{nk}|^2 \delta(E_n - E_k))$$

上式中 $\delta(\omega_{nk})$ 和 $\delta(E_n - E_k)$ 是 δ 函数，定义为

$$\delta(\omega_{nk}) = \begin{cases} 0 & \omega_{nk} \neq 0 \\ \infty & \omega_{nk} = 0 \end{cases}$$

$$\delta(E_n - E_k) = \begin{cases} 0 & E_n \neq E_k \\ \infty & E_n = E_k \end{cases}$$

它们表示跃迁末态只是那些能量与初态相差极小的态，是能量守恒的表现。当在 E_n 附近的态密度为 $\rho(E_n)$ 时，跃迁到 E_n 附近一系列可能态的跃迁速率为

$$\begin{aligned} W &= \int dE_n \rho(E_n) W_{nk} \\ &= \frac{2\pi}{\hbar} \rho(E_k) |H'_{nk}|^2 \end{aligned}$$

上式在文献中常称为费米黄金定则或黄金定则。

周期性微扰 periodic perturbation

若微扰 H' 随时间周期性的变化，例如

$$H' = \bar{W} \cos \omega t$$

就称其为周期性微扰，其中 \bar{W} 为与时间无关的微扰， ω 是微扰的变化频率。

当 ω 很大，如光频情况下周期性微扰的跃迁几率，为

$$P_{k'k}(t) = \frac{|\bar{W}_{k'k}|^2}{4\hbar^2} \frac{\sin[(\omega_{k'k} - \omega)t/2]}{[(\omega_{k'k} - \omega)/2]^2}$$

当微扰作用时间 t 也很大时，则跃迁几率和跃迁速率分别为

$$\begin{aligned} P_{k'k}(t) &= \frac{\pi t}{4\hbar^2} |\bar{W}_{k'k}|^2 \delta[(\omega_{k'k} - \omega)/2] \\ W_{k'k} &= \frac{dP_{k'k}}{dt} = \frac{\pi}{4\hbar} |\bar{W}_{k'k}| \delta(E_{k'} - E_k - \hbar\omega) \end{aligned}$$

其中玻尔频率 $\omega_{k'k}$ 和微扰矩阵元 $\bar{W}_{k'k}$ 分别为

$$\begin{aligned} \omega_{k'k} &= \frac{1}{\hbar} (E_{k'} - E_k) \\ \bar{W}_{k'k} &= \int \varphi_{k'}^* \bar{W} \varphi_k d\tau \end{aligned}$$

光的吸收和发射 absorption and emission of light

光的吸收和发射指物体在光照下, 伴随电子从低能态到高能态的跃迁所产生的光吸收, 和相反过程所产生的光的辐射。当电子在无光照时自发跃迁至低能态, 则出现所谓自发辐射; 而把光照产生的辐射叫受激辐射。

如考虑入射光为平面单色光, 则由于 (1) 电子速度远小于光速 c , 磁场作用可忽略, 只需考虑电场作用; (2) 可见光波长 ($\sim 500.0\text{nm}$) 远大于原子的波尔半径 ($\sim 0.1\text{nm}$), 原子内部场可以看作空间均匀的电场。于是平面单色光可用

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos \omega t$$

描述, 入射光的电势 ϕ 和入射光对原子的微扰作用 H' 可以写成

$$\phi = -\mathbf{E} \cdot \mathbf{r}$$

$$\begin{aligned} H' &= -e\phi = e\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{r} \cos \omega t = -\mathbf{D} \cdot \mathbf{E}_0 \cos \omega t \\ &= \overline{W} \cos \omega t \end{aligned}$$

上式中 H' 就是典型的周期性微扰, 根据周期性微扰的公式立即得到电子从 k 态到 k' 态的跃迁速率

$$W_{k'k} = \frac{\pi}{2\hbar} |\mathbf{D}_{k'k}|^2 |\mathbf{E}_0|^2 \cos^2 \theta \cdot \delta(E_{k'} - E_k - \hbar\omega)$$

其中 θ 是 $\mathbf{D}_{k'k}$ 与 \mathbf{E}_0 方向间的夹角。如果是自然光, 跃迁速率的表达式是

$$W_{k'k} = -\frac{4\pi^2 e^2}{3\hbar^2} |\mathbf{r}_{k'k}|^2 \rho(\omega_{k'k})$$

其中 $\rho(\omega_{k'k}) = E_0^2/8\pi$, 是在频率 $\omega_{k'k}$ 附近单位频率间隔内的电磁波能量密度。 $\mathbf{r}_{k'k}$ 也称跃迁矩阵元, 若取球极坐标系, 电子波函数则为

$$\psi_{nlm}(\mathbf{r}, \theta, \varphi) = R_{nl}(r) P_l^{|m|}(\cos \theta) e^{i|m|\varphi}$$

其中 $R_{nl}(r)$ 是径向函数, $P_l^{|m|}(\cos \theta)$ 是缔合勒让德多项式, 此时, 跃迁矩阵元 $\mathbf{r}_{k'k}$ 写成

$$r_{n' l' m', n l m} = \int \psi_{n' l' m'}^* r \psi_{n l m} d\tau$$

跃迁定则 transition rules

禁戒跃迁 forbidden transition

玻尔理论中的跃迁定则在量子力学中由跃迁矩阵元不为零的条件表述。例如对于光的吸收和发射的跃迁矩阵元 $r_{n' l' m', n l m}$ 不为零的条件是跃迁能级间的角动量量子数 l 和磁量子数 m 之差

$$\Delta l = \pm 1; \Delta m = 0, \pm 1$$

上式就是玻尔理论中的所谓跃迁定则。对于因为 $|r_{n' l' m', n l m}| = 0$ 的不可能实现的跃迁称为禁戒跃迁。这里讨论的跃迁定则是在偶极近似下得到的，所以是偶极跃迁定则，在任何级近似下都不可能产生的跃迁则就称为严格禁戒跃迁。跃迁定则反映了体系的对称性，通常毋需具体计算跃迁矩阵元，由对称性分析即可推断出具体的跃迁定则来。

对于自发辐射，不能用非相对论量子力学处理，但可借助于爱因斯坦半唯象的辐射理论进行讨论。该理论引用自发辐射系数 $A_{k'k}$ 描述自发辐射，它代表在没有光照条件下单位时间内原子从 k' 态跃迁至 k 态（能量 $E_{k'} > E_k$ ）的几率。具体计算给出

$$A_{k'k} = \frac{4e^2\omega_{kk'}^3}{3\hbar c^3} |r_{kk'}|^2$$

上式表明自发辐射的选择定则与受激辐射和光吸收的完全相同。

散射理论 scattering theory

散射是指一个沿确定方向入射的粒子与另一粒子（靶）发生碰撞（相互作用）然后改变运动状态的现象。碰撞过程中粒子间没有能量交换的叫弹性散射，否则称非弹性散射。散射实验通常是测量散射粒子的流密度、角分布、能量和极化等物理量，并把它们和入射粒子进行比较，散射理论的重要任务就是把实验上测

量的物理量和粒子相互作用、内部结构等联系起来。散射实验是被广泛用来研究粒子运动规律、相互作用及其内部结构的重要手段。

散射涉及两个粒子，但如取质心坐标系，实际上可看作一个约化质量为 μ 的粒子在空间某一区域（碰撞区）受到势场 $V(\mathbf{r})$ 的作用，从某一入射自由态到另一散射自由态的跃迁。图1-5-18表示了一个典型的散射过程，粒子从左方入射，受局域于O点附近的中心势场 $V(\mathbf{r})$ 的散射，从与入射方向成 θ 角的方向离去。在远离 $V(\mathbf{r})$ 作用区外，入射粒子以平面波

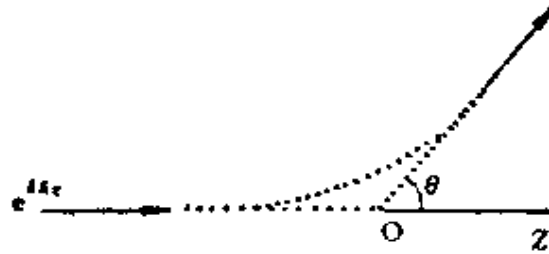


图 1-5-18

$$\psi_i \propto e^{ikz}$$

描述，式中波矢 $k = \sqrt{2\mu E/\hbar^2}$ ， E 是粒子的能量。散射波在远离散射中心处可看作球面波

$$\psi_s \propto f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r}$$

其中 $f(\theta)$ 是沿 θ 方向传播出去的散射波的振幅，称散射振幅， r 是散射粒子至散射中心的距离。显然，粒子波函数在无穷远处的渐近行为是入射平面波和散射球面波的叠加，即

$$\psi \xrightarrow{r \rightarrow \infty} e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r}$$

若入射粒子流密度为 j_i ，则在 (θ, φ) 方向的立体角 $d\Omega$ 内单位时间内散射的粒子数 dn 应是

$$dn = \sigma(\theta, \varphi) j_i d\Omega$$

比例常数 $\sigma(\theta, \varphi)$ 实际上表示沿 (θ, φ) 方向散射并在立体角 $d\Omega$ 内所出现的粒子对入射粒子所占的比例，它代表了散射的强弱。

散射截面 scattering cross-section

总截面 total cross-section

由于表示散射强弱的物理量 $\sigma(\theta, \varphi)$ 具有面积的量纲，通常称其为微分散射截面或简称截面。计及全部散射立体角时的截面 σ_t ，即

$$\sigma_t = \int \sigma(\theta, \varphi) d\Omega$$

便称为总散射截面或简称总截面，它代表一个粒子被散射时不论其散射方向如何的几率。散射实验中所测量的是单位立体角的散射粒子数 $dn/d\Omega$ ，因此在实验中微分截面表述为

$$\sigma(\theta, \varphi) = (dn/d\Omega)/j_i$$

量子力学的计算表明，在中心力场中

$$\sigma(\theta) = |f(\theta)|^2$$

$$\sigma_t = \int |f(\theta)|^2 d\Omega$$

$$= 2\pi \int_0^\pi |f(\theta)|^2 \sin\theta d\theta$$

因此散射问题的理论计算归结为求散射振幅 $f(\theta)$ ，通过解薛定谔方程

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + V(r) \right] \phi = E\phi$$

在无穷远处的行为，可以得到 $f(\theta)$ 的具体理论表达式。

分波法 method of partial wave

分波法是计算中心力场 $V(r)$ 散射问题的一个普遍方法。根据散射理论，在中心力场情况下求解散射问题就是求解薛定谔方程

$$\{\nabla^2 + k^2 - U(r)\}\phi = 0$$

满足边条件

$$\psi \xrightarrow{r \rightarrow \infty} e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r}$$

的解。其中波矢 $k = \sqrt{2\mu E/\hbar^2}$, μ 是粒子约化质量, E 是粒子的相对运动能量, $U(r) = 2\mu V(r)/\hbar^2$ 。

中心力场下波函数的一般解可以由具有确定的轨道角动量量子数 l 的不同分波叠加而成, 即为

$$\psi(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} R_l(kr) P_l(\cos\theta) \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}}$$

其中 $R_l(kr)$ 是 l 分波的径向波函数, $P_l(\cos\theta)$ 是它的角度波函数——勒让德多项式。满足上述薛定谔方程的在无穷远处的径向波函数为

$$R_l(kr) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \frac{A_l}{kr} e^{i\delta_l} \sin\left(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l\right)$$

从而立即得到散射振幅

$$f(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{i\delta_l} \sin\delta_l \cdot P_l(\cos\theta)$$

那么, 微分截面和总截面

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{k^2} \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{i\delta_l} \sin\delta_l \cdot P_l(\cos\theta) \right|^2$$

$$\sigma_t = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2\delta_l$$

式中的 δ_l 称为 l 波的相移因子, 是实数, 当 $\delta_l > 0$ 时, $U(r)$ 是引力场, $\delta_l < 0$ 时, $U(r)$ 是斥力场。相移因子由求解径向方程

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d}{dr} R_l \right) + \left[k^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} - U(r) \right] R_l = 0$$

满足边条件

$$R_l \xrightarrow{kr \rightarrow \infty} \frac{1}{kr} \sin\left(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l\right)$$

的解中得到。

分波法在所需计算的分波数少时才显示其优越性。

第六章 原子核的基本性质

原子核物理学 nuclear physics

原子核物理学以原子核为其研究对象，探讨关于原子核的各种物理现象，认识原子核的各种物理特性以及存在于这些现象和特性之中的各种物理规律。它大致包括以下几个方面的内容：

原子核基本性质的研究，如原子核的大小、质量、角动量（自旋）、宇称和电磁矩等。

原子核中核子之间相互作用力的研究，又称核力的研究。这包括一种唯象的研究，依据一些实验结果，从基本对称性出发来推测核力的成分和可能的形式；另一种研究是从更深的层次出发，考虑核力产生的根源，进行微观的研究，如早期核力的介子理论和近期核力的夸克理论皆属此种研究。

原子核结构模型的研究，利用各种实验资料，例如各种衰变、跃迁和各种核反应的数据，来研究原子核所处的状态，从而提出各种原子核的结构模型。例如有名的“壳层模型”、“集体模型”等。另外，关于各种结构模型的微观机制的研究也是十分重要的课题。

原子核衰变的研究，这是原子核物理中最基本的研究，除了大家所熟悉的 α 、 β 、 γ 衰变之外，又发展了重离子衰变的研究（如 ^{14}C 衰变）。除了研究衰变本身的规律之外，更重要的是利用它来揭示原子核的性质。例如有名的弱相互作用的宇称不守恒理论就包含了 β 衰变研究的成果。

原子核反应的研究，它包括有原子核参加的各种物理过程，

广义上讲衰变也是一种核反应过程，不过一般是指原子核与另一粒子或粒子集团相互作用的过程。例如光子与核反应、电子与核反应、 A 核与 B 核反应（重离子反应即属此种核反应）。它包括了各种加速器、探测器、实验技术的研究和反应理论的研究，各种反应模型的建立。

原子核物理的应用研究，除了大家熟悉的核武器和核电站之外，在工业上（如辐射探伤），在农业上（如种子辐照），在医学上（如肿瘤防治）有着广泛用途。现在也开始触及到人们的日常生活，例如食品保鲜等等。

原子核 nuclei

1911年卢瑟福通过对 α 粒子散射实验的分析发现了原子核，其半径只是原子半径的十万分之几，其质量却占了原子质量的99.9%以上，其密度约为 2.4×10^{11} 千克/厘米³。

原子核由质子和中子构成，所含质子数常记作 Z ，中子数记作 N ，将 $Z + N = A$ 称为原子核的质量数。通常将原子核（例如金，Au）记作 ${}^{197}_{79}\text{Au}_{118}$ ，这表示金原子核的质子数为79，中子数为118，质量数为197。将 Z 相同而 N 不同的原子核称为同位素，如 ${}^{196}_{79}\text{Au}_{117}$ 和 ${}^{197}_{79}\text{Au}_{118}$ ；称 N 相同而 Z 不同的原子核为同中子异荷素，如 ${}^{196}_{78}\text{Pt}_{118}$ 和 ${}^{197}_{79}\text{Au}_{118}$ ；称 A 相同而 Z 不同的原子核为同质异位素，如 ${}^{196}_{78}\text{Pt}_{118}$ 和 ${}^{196}_{79}\text{Au}_{117}$ ；若同一种核素处于不同能量状态时，可能构成同质异能素，如 ${}^{87\text{m}}\text{Sr}$ 和 ${}^{87}\text{Sr}$ 。

原子核还可按 Z 与 N 的奇偶性的不同分成偶偶核、奇奇核和奇 A 核，奇 A 核又可分成偶（ Z ）奇（ N ）核和奇（ Z ）偶（ N ）核。自然界存在的稳定同位素中多半是偶偶核，余下不到一半的稳定核素几乎都是奇 A 核，只有很少几个奇奇核是稳定的。在自然界已发现的奇奇核只有 ${}^2_1\text{H}_1$ ， ${}^6_3\text{Li}_3$ ， ${}^{10}_5\text{B}_5$ ， ${}^{14}_7\text{N}_7$ ， ${}^{40}_{19}\text{K}_{21}$ ， ${}^{50}_{25}\text{V}_{25}$ ， ${}^{138}_{57}\text{La}_{81}$ ， ${}^{176}_{71}\text{Lu}_{105}$ 和 ${}^{180}_{73}\text{Ta}_{107}$ ，而其中只有五个核素是稳定的： ${}^2_1\text{H}_1$ ， ${}^6_3\text{Li}_3$ ， ${}^{10}_5\text{B}_5$ ， ${}^{14}_7\text{N}_7$ 和 ${}^{180}_{73}\text{Ta}_{107}$ 。

自然界存在的质量最大的几个核，例如钷、铀都是放射核， $^{209}_{83}\text{Bi}_{126}$ 是自然界存在的最重的稳定核。现在可以由人工制造许多超铀核，例如 $_{99}\text{Es}$ ， $_{100}\text{Fm}$ ， $_{101}\text{Md}$ ， $_{102}\text{No}$ ， $_{103}\text{Lw}$ 。80年代以来，先后合成了105、107和109号元素，1984年发现了104号元素，1985—1986年相继发现了106和108号元素，这些元素都是放射性元素。理论上已预言，在 $Z\sim 114$ 的附近应存在一超重元素的稳定岛，现在科学家们正在为合成超重的稳定原子核而努力。

原子核半径 nuclear radius

原子核中央部分核子密度很高且近于常数 ρ_0 ，到表面后经过一段不大的距离 t （称表面厚度）之后，很快衰减到零，所以原子核还是具有一较为明确的边界。原子核的密度分布经常用如下的函数（Saxon型）给出

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(r-R)/a}}$$

图1-6-1给出了此分布的示意图。

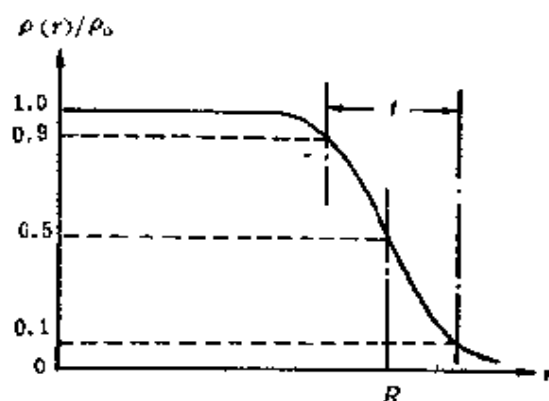


图 1-6-1

由 α 粒子、质子、中子或高能电子散射可以测得：

核中心密度 $\rho_0 \sim 0.17 \text{ 核子}/F^3$ ，

核表面厚度 $t \sim 2-3F$ ，

核半径 $R = r_0 A^{1/3}$ 。

核半径 R 表示由核中心到核密度减小到 $0.5\rho_0$ 处的距离,而表面厚度 l 则是由 $\rho(r)$ 等于 $0.9\rho_0$ 处到 $\rho(r)$ 等于 $0.1\rho_0$ 处之间的距离。实验确定半径与质量数的 $1/3$ 次幂成比例,但不同实验所确定的比例常数 r_0 —称半径参数是不同的。例如,用 α 粒子、质子散射测得 $r_0 \sim 1.20F$,用中子散射测得 $r_0 \sim 1.37F$,而用高能电子测得 $r_0 \sim 1.12F$ 。这个差别在于用 α 粒子、质子、中子散射测得的核力作用半径,偏大;用高能电子散射测得的是质子分布半径,或称电荷半径,或称库仑半径,偏小。实际上图1-6-1给出的是电荷密度分布。近来,也有人把电荷半径表示成

$$R = r_0 Z^{1/3}$$

即与质子数的 $1/3$ 次幂成比例,这一表示在许多地方与实验符合得很好。

原子核质量 nuclear mass

原子核质量 m_{nuc} ,可以通过原子的质量 m_a 、电子的质量 m_e 和电子结合能 $B_e(Z)$ 给出:

$$m_{\text{nuc}} = m_a - Zm_e + \frac{1}{c^2} B_e(Z)$$

Z 是原子中的电子数。 $B_e(Z)$ 很小,所以常常略去不计。在原子核质量表中常以原子质量单位 u 或 $a.m.u.$ 给出其值。

原子核是由中子和质子组成的,所以又可由中子和质子的质量和减去总的结合能 $B(Z, N)$ 而给出核质量:

$$m_{\text{nuc}} = Zm_p + Nm_n - B(Z, N)/c^2$$

这里第一项为 Z 个质子的总质量,第二项为 N 个中子的总质量, c 为光速。

在原子核质量的公式中,关键是要知道原子核中 Z 个质子和 N 个中子的总结合能 $B(Z, N)$ 。在实验上,只要知道了 m_p , m_n 以及 m_{nuc} ,就得到了一质量差:

$$\Delta m = Zm_p + Nm_n - m_{\text{nuc}}$$

由爱因斯坦质能关系知道，它相当于一分能量 Δmc^2 ，这就是结合能，即

$$B(Z, N) = \Delta mc^2$$

由于每个核子之间存在强的相互作用，每个核子结合到原子核中就必然要损失掉一部分能量。反之，若要将原子核拆散成一个个单个的核子就必须克服它们之间的相互作用，供给同样大小的一部分能量给原子核，这部分能量就是结合能。

不同的原子核结合能是不同的，为了便于比较，往往给出不同原子核中每个核子的平均结合能 $B(Z, N)/A$ ， A 为原子核质量数。图1-6-2给出了核子平均结合能随 A 的变化曲线。从图中可以看到单核子平均结合能在 $A = 4, 8, 12, 16, 20, 24$ 处出现尖峰，

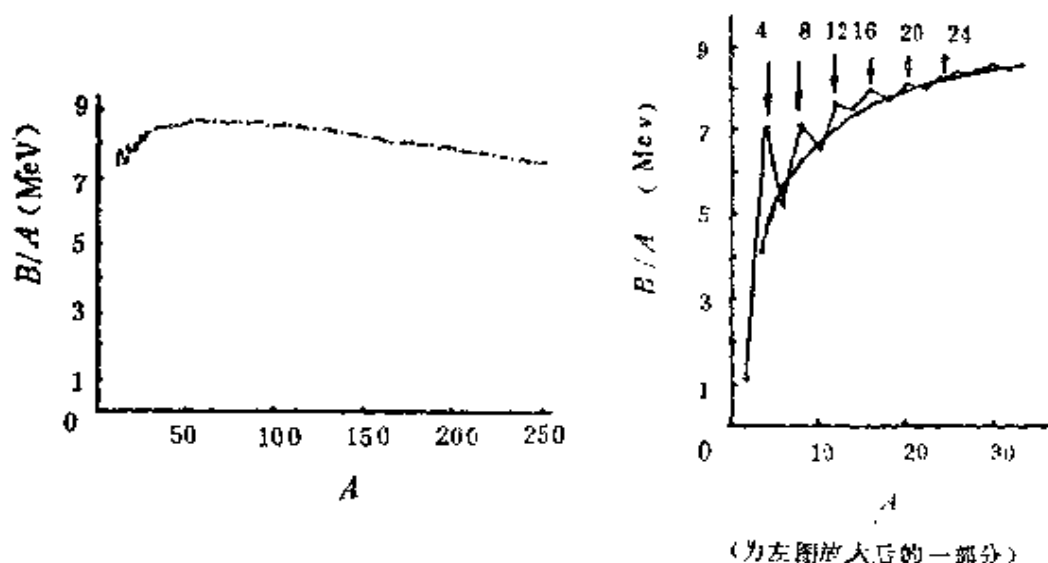


图 1-6-2

结合能特别大。这些原子核是 $Z = N$ 的轻偶偶核，都特别稳定。这可能说明了轻核中存在 α 集团结构。在 $A < 20$ 的区域 B/A 呈上升趋势，在 $A > 90$ 的区域 B/A 呈下降趋势，在以上两个区域之间 B/A 之值变化较小。结合能的这种变化特性正是产生原子能的依据。在 $A < 20$ 区域的原子核产生聚变反应时将放出聚变能。例如氘和氚聚合成氦时，氦的结合能比氘和氚大许多，大出的这部分

能量就要释放出来。在 $A > 90$ 区域的原子核产生裂变反应时将放出裂变能。例如 ^{238}U 分裂成两块 $A \sim 120$ 的原子核时，每个核子的平均结合能要加大 $\sim 1\text{MeV}$ ，所以总共会放出 200 多 MeV 的能量。

质量公式 mass formula

结合能公式 formula of binding energy

原子核的质量公式是：

$$m_{\text{核}} = Zm_p + Nm_n - B(Z, N)/c^2$$

其中 Z 个质子和 N 个中子的质量是已知的，主要是怎样知道 Z 个质子和 N 个中子的总结合能 $B(Z, N)$ 。

1935 年魏扎克 (C. F. Weizsäcker) 利用液滴模型给出了计算结合能的半经验公式：

$$B(Z, N) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_{s.m.} \frac{(N-Z)^2}{A} - \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R_c}$$

其中第一项为体积能，所以与 A 成正比， a_v 为比例常数；第二项为表面项，表示表面核子因相互作用的减弱而减小了结合能，而表面积是与 $A^{2/3}$ 成正比的；第三项为对称能，或许称非对称能更为确切，它反映了质量数 A 相同的轻核中， $N = Z$ 的原子核结合能最大、最稳定；第四项为库仑能，它是在核内 Z 个正电荷均匀连续分布在一个以 R_c 为半径的球中的假设下而求得的静电能，因 $R_c = r_0 A^{1/3}$ ，所以这项又可写成 $-a_c Z^2 A^{-1/3}$ ，又考虑到质子电荷分布的不连续性，又可将此项修正为 $-a_c Z(Z-1)A^{-1/3}$ 。公式中的参数 a_v 、 a_s 、 $a_{s.m.}$ 和 a_c 均由实验结果的拟合而得到，一般取 $a_v \sim 16\text{MeV}$ ， $a_s \sim 18\text{MeV}$ ， $a_{s.m.} \sim 28\text{MeV}$ ， $a_c \sim 0.7\text{MeV}$ 。

由于结合能的研究对核物理是一项极重要的工作，所以至今还有不少人进行研究。不过其中最重要的是 1966 年由迈尔斯和斯韦特克，1967 年策尔得斯等人相继提出的对能修正。这一项通常写成

$$B_p = a_p \delta A^{-a}, \quad \delta = \begin{cases} 1 & \text{偶偶核} \\ 0 & \text{奇}A\text{核} \\ -1 & \text{奇奇核} \end{cases}$$

它反映了核子配对效应的影响，配对效应使结合能增加，使偶偶核更趋于稳定。其中常数 a 一般取作 $\frac{1}{2}$ 。再就是结合能的壳修正的引入使结合能公式与实验符合更好。另外，近来我国也有人提出将电荷半径改成正比于 $Z^{1/3}$ 而不是 $A^{1/3}$ ，将此结果用于质量公式中也得到了与实验相一致的结果。

我们以迈尔斯的公式为例，给出一个适用的具体结果：

$$B(Z, N) = C_v A - C_s A^{2/3} f - R_c Z^2 A^{-1/3} g + a_p \delta A^{-1/2} + C_d Z^2 A^{-1}$$

其中 $C_v = a_v [1 - K(N - Z)^2 / A^2]$, $C_s = a_s [1 - K(N - Z)^2 / A^2]$,

$$k_s = \frac{3e^2}{5r_0}, \quad C_d = \frac{\pi^3}{2} \left(\frac{a_0}{r_0} \right)^2 \frac{e^2}{r_0},$$

$$\left. \begin{matrix} f=1 \\ g=1 \end{matrix} \right\} \text{对球形核, 对形变核要适当修正,}$$

$$a_v = 15.4941 \text{ MeV}, \quad a_s = 17.9439 \text{ MeV}, \quad a_p = 11 \text{ MeV},$$

$$k_s = 0.7053 \text{ MeV}, \quad K = 1.7826, \quad r_0 = 1.2249 F,$$

$$C_d = 1.15292 \text{ MeV}.$$

原子核的角动量 nuclear angular momentum

原子核的角动量又称原子核的自旋(Nuclear spin)。它应是核内所有核子的自旋与它们之间彼此相对运动的角动量的总矢量和，把它记作 I 。由量子力学知道，对角动量的平方 I^2 可测得其值为 $I(I+1)\hbar^2$ ，角动量的一个分量 I_z 可测得其值为 $m_I \hbar$, $m_I = -I, -I+1, \dots, I-1, I$ 。质量数 A 为偶数的核， I 取整数，对奇 A 核，则 I 取半整数（为半奇数的一种习惯说法）。称 I 为原子核的角动量量子数或称为原子核的自旋量子数，或简称原子核的角

动量为 I 。

原子核自旋应随它所处的状态不同而不同。例如 ^{182}W 有角动量 $I = 0, 2, 4, 6, \dots$ 的不同状态; ^{183}W 有 $I = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$ 的不同状态。通常如果不说明状态而直说原子核的自旋是指原子核处于基态(最低能量态)的自旋。例如说 ^{182}W 的自旋为0, ^{183}W 的自旋为 $\frac{1}{2}$ 。

原子核的自旋可以通过原子光谱的超精细结构来测定,因超精细结构与电子总角动量和原子核自旋的耦合有关。

原子核的磁矩 magnetic moment of nucleus

核磁子 nuclear magneton

原子核的回转磁比 gyromagnetic ratio of nucleus

原子核的磁矩应等于它所含质子和中子的自旋磁矩和轨道磁矩的总矢量和。已知第 i 个核子的磁矩算符为

$$\mu_i = (g_s \mathbf{S}_i + g_l \mathbf{l}_i) \mu_N$$

已知

$$g_s = \begin{cases} 5.586 \\ -3.826, \end{cases} \quad g_l = \begin{cases} 1 & \text{对质子} \\ 0 & \text{对 neutron} \end{cases}$$

\mathbf{S} , \mathbf{l} 分别为自旋算符和轨道角动量算符, μ_N 为核磁子。已知核磁子为

$$\begin{aligned} \mu_N &= \frac{|e|\hbar}{2m_p c} = 5.0507866(17) \times 10^{-27} \text{焦耳/特斯拉} \\ &= 3.15245166(28) \times 10^{-8} \text{eV/特斯拉。} \end{aligned}$$

所以原子核的磁矩算符为

$$\mu = \sum_{i=1}^A \mu_i = \sum_{i=1}^A (g_s \mathbf{S}_i + g_l \mathbf{l}_i) \mu_N$$

由于 \mathbf{S} 、 \mathbf{l} 在不同状态下有不同结果,所以 μ 应与原子核状态有关。

通常所说的原子核磁矩是指原子核的角动量量子数为 I ,磁量子数也为 I 时磁矩的平均值 μ_I ,有公式:

$$\mu_I = g_I I \mu_N$$

称 g_I 为原子核的 g 因子,或称为原子核的回磁比。 g_I 可用核磁共振的方法测得。

原子核的电四极矩 electric quadrupole moment of nucleus

内禀电四极矩 intrinsic electric quadrupole moment

在原子核的电荷分布不是球对称的情况下应存在电四极矩,一般说它是一个张量。当原子核处于角动量为 J ,磁量子数为 M 的状态时,其电四极矩张量定义为:

$$Q_{ij}(JM) = \langle JM | \sum_{k=1}^Z [3(r_k)_i(r_k)_j - \delta_{ij}r_k^2] | JM \rangle$$

其中 \mathbf{r}_k 为第 k 个质子的位置矢量, $i, j=1, 2, 3$ 为直角坐标的三个空间方向, $(r_k)_i$ 为 \mathbf{r}_k 的第 i 分量, $r_k = |\mathbf{r}_k|$, Z 为核内所含质子数。

一般所说的电四极矩 Q 是指上述张量在 $M=J$ 状态下的 $(3,3)$ 分量,即

$$Q = Q_{33}(JJ) = \langle JJ | \sum_{k=1}^Z [3(r_k)_3^2 - r_k^2] | JJ \rangle$$

可以求得

$$Q_{ij}(JM) = \frac{Q}{3\hat{J}^2 - \hat{J}(\hat{J}+1)} \langle JM | \frac{3}{2}(\hat{J}_i\hat{J}_j + \hat{J}_j\hat{J}_i) - \delta_{ij}\hat{J}^2 | JM \rangle$$

其中 \hat{J} , \hat{J}_i 分别为角动量算符和角动量第 i 分量算符。

另外还可定义原子核的内禀电四极矩:

$$Q_0 = \frac{1}{e} \iiint_V \rho(\mathbf{r})(3z^2 - r^2) d\mathbf{r}$$

这是原子核在其内禀坐标系中的电四极矩，此坐标系固定在原子核上且以核的旋转对称轴为其 z 轴（如图1-6-3）。上式中 V 为核体积， $\rho(\mathbf{r})$ 是核处于 $M=J$ 状态下的电荷密度分布。电四极矩与内禀电四极矩有如下关系：

$$Q = \langle JJ | \frac{1}{2}(3\cos^2\theta - 1) | JJ \rangle Q_0$$

θ 为空间坐标第3轴与内禀坐标 z 轴之间的夹角（见图1-6-3）。

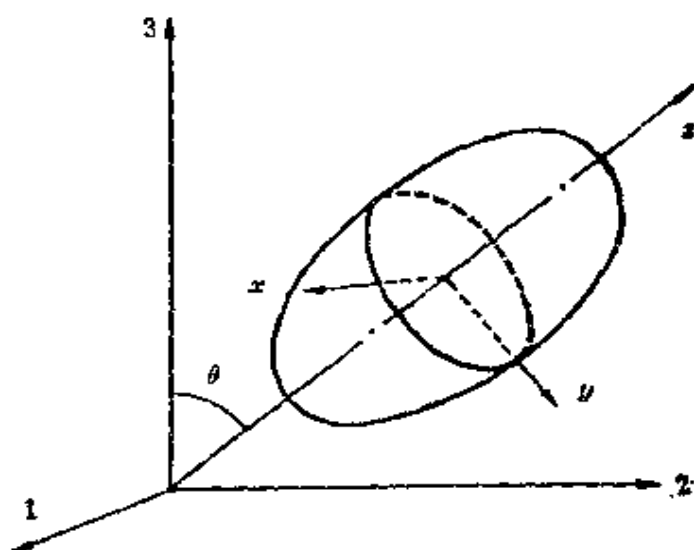


图 1-6-3

若在内禀电四极矩中近似将电荷密度分布取作常数 $\rho(\mathbf{r}) = \rho$ ，则可算得

$$Q_0 = \frac{2\rho V}{5e} (b^2 - a^2) = \frac{2Z}{5} (b^2 - a^2)$$

显见，当电荷分布为球形时，则 $Q_0 = 0$ ；若电荷分布偏离球形，或 $Q_0 > 0$ ，表示电荷分布呈长椭球形；或 $Q_0 < 0$ ，表示电荷分布呈扁椭球形。原子核电四极矩之所以重要，很主要的一个原因就在于它反映了原子核的形状。

电四极矩可以通过测量原子光谱对超精细结构的间距法则的偏离程度来测量，也可以通过测量电四极共振吸收来获得，还可

由原子核能级间的四极跃迁（通常称之为 $E2$ 跃迁）来测得。而由原子核的库仑激发可测得内禀电四极矩。

原子核的宇称 nuclear parity

所谓原子核的宇称，它表征了原子核状态的一种空间对称性质。如果我们用波函数 $\phi(\mathbf{r})$ 来表示原子核所处的状态， \mathbf{r} 为空间坐标，在空间反射变换下（即 \mathbf{r} 变成 $-\mathbf{r}$ ），若波函数保持不变，则称此状态具有偶宇称，或正宇称。反之，若波函数在反射变换下仅仅改变一个负号，则称此状态具有奇宇称，或负宇称。通常用符号 P 表示空间反射算符，则可用数学形式表示如下：

$$P\phi(\mathbf{r}) = \phi(-\mathbf{r}) = \phi(\mathbf{r}) \quad \text{偶宇称}$$

$$P\phi(\mathbf{r}) = \phi(-\mathbf{r}) = -\phi(\mathbf{r}) \quad \text{奇宇称}$$

P 又称为宇称算符，其本征值为 ± 1 ，偶宇称态为 $+1$ ，奇宇称态为 -1 。

在原子核的衰变和反应过程中，若过程前后总的宇称保持不变，则称该过程中宇称守恒。例如 γ 衰变，是一种电磁作用过程，衰变前后的总宇称是守恒的。反之，若在一过程之后总的宇称可能发生改变，则称该过程中宇称不守恒。例如 β 衰变，是一种弱相互作用过程，其宇称是不守恒的。

同位旋 isospin (isotopic spin)

质子和中子质量相近，自旋相同，它们之间的强相互作用也基本相同，因此，可以把质子和中子看成是同一种粒子——核子的不同电荷态。海森伯引入同位旋的概念来描写这一现象，同位旋算符为 \mathbf{T} ，对核子同位旋量子数取 $T = \frac{1}{2}$ 。同位旋第三分量 T_3 的

量子数 $M_T = \pm \frac{1}{2}$ ， $M_T = \frac{1}{2}$ 表示质子， $M_T = -\frac{1}{2}$ 表示中子。

由于强相互作用普遍存在电荷无关性，所以同位旋的概念被

推广到所有介子和重子的领域。同位旋量子数为 T 时, M_T 可取值 $-T, -T+1, -T+2, \dots, T-2, T-1, T$, 构成 $2T+1$ 重的电荷多重状态。电荷算符 Q 与 T_3 之间存在对应关系:

$$Q = -\frac{S+B}{2} + T_3$$

其中 S 为奇异数, B 为重子数。例如 π 介子为一同位旋三种态, $T=1, M_T=1, 0, -1$ 。因这时 $S=B=0$, 所以对应的 π 介子 π^+, π^0, π^- 分别带有的电荷数也是 1, 0 和 -1。

同位旋空间 isospin space

这是一种假想的空间, 此空间是将同位旋类比于自旋来加以定义。自旋在实际的三维空间可以有不同取向, 从而给出了自旋多重态。类似定义一个同位旋三维空间, 同位旋矢量 \mathbf{T} 在此三维空间的不同取向则给出了同位旋多重态或电荷多重态。以 $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ 表示同位旋空间三个直角坐标的单位向量, 同位旋算符可表示为:

$$\mathbf{T} = T_1 \mathbf{e}_1 + T_2 \mathbf{e}_2 + T_3 \mathbf{e}_3$$

类似自旋算符来定义同位旋算符, 我们有:

$$T_1 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad T_2 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad T_3 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

在同位旋空间, 对核子 $T = \frac{1}{2}$, 相应于 $M_T = \frac{1}{2}$ (质子) 和 $M_T = -\frac{1}{2}$ (中子) 的波函数为:

$$\phi_p = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \phi_n = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

显然有 $T_3 \phi_p = \frac{1}{2} \phi_p, T_3 \phi_n = -\frac{1}{2} \phi_n$ 。这表示质子的同位旋取向在 \mathbf{e}_3 方向, 而中子的同位旋则取 \mathbf{e}_3 的负方向。

对多核子体系, 同位旋也遵从矢量相加的规则 (量子力学的

规则)。以二核子为例, 每个核子的同位旋状态为 $\chi_{\frac{1}{2} m_1}(1)$,

$\chi_{\frac{1}{2} m_2}(2)$, 两核子的总同位旋算符 $\mathbf{T} = \mathbf{T}(1) + \mathbf{T}(2)$ 。总同位旋量子数 $T = 1$ 或 0 。 $T = 1$ 是同位旋三重态, 其三个状态都是对称的:

$$M_T = 1 \quad \phi_{11} = \chi_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}(1) \cdot \chi_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}(2)$$

$$M_T = 0 \quad \phi_{10} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\chi_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}(1) \cdot \chi_{\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}(2) + \chi_{\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}(1) \chi_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}(2) \right]$$

$$M_T = -1 \quad \phi_{1-1} = \chi_{\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}(1) \cdot \chi_{\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}(2)$$

$T = 0$ 是同位旋单态, 它是反对称的:

$$M_T = 0 \quad \phi_{00} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\chi_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}(1) \cdot \chi_{\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}(2) - \chi_{\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}(1) \cdot \chi_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}(2) \right]$$

同位素 isotope

丰度 abundance

几种元素的原子核具有相同的质子数而中子数不同, 这些元素具有相同的原子序数 Z , 化学性质相同, 在元素周期表中占据同一位置, 故名同位素。自然界中不少元素存在多种同位素。例如氢 (${}^1\text{H}_0$) 有同位素氘 (${}^2\text{H}_1$ 或 ${}^2\text{D}_1$) 和氚 (${}^3\text{H}_2$ 或 ${}^3\text{T}_2$)。又如天然钨中含同位素 ${}^{180}_{74}\text{W}$ 、 ${}^{182}_{74}\text{W}$ 、 ${}^{183}_{74}\text{W}$ 、 ${}^{184}_{74}\text{W}$ 和 ${}^{186}_{74}\text{W}$, 但所占比例各不相同, 分别为 0.125%、26.31%、14.28%、30.64% 和 28.64%, 把这个百分数称为该同位素在自然界中存在的“丰度”。在元素周期表中所查到的原子量其实是各种天然同位素按丰度平均的结果。为了工农业生产和科学研究的需要, 同位素工厂可以将共生的天然同位素进行分离, 分出单一的同位素供使用。

同位素中有稳定同位素和放射性同位素。有些元素, 如稀土金属中的铈、镨, 钐等元素既有天然的稳定同位素又有天然的放射性同位素存在。可是, 大多数元素在自然界中只有稳定同位素, 它们的放射性同位素是人工制造的。例如广泛得到使用的放射源 ${}^{60}_{27}\text{Co}_{33}$ 就是同位素工厂的产品, 天然只存在 ${}^{59}_{27}\text{Co}_{32}$ 。

同中子异荷素 isotone

具有相同中子数而质子数不同的原子核谓之同中子异荷素。例如 $^{12}_{12}\text{Mg}_{14}$ 和 $^{13}_{13}\text{Al}_{14}$ 都含有14个中子,而质子数分别为12和13,即为同中子异荷素。

同质异位素 isobar

指具有相同的质量数 A 而原子序数 Z 不同的原子核素,例如 ^3_1B 、 $^{12}_6\text{C}$ 和 $^{12}_7\text{N}$ 就是同质异位素。如果两个同质异位素的中子数和质子数互换则它们互为镜核。例如 $^{13}_6\text{C}_7$ 与 $^{13}_7\text{N}_6$ 。

同质异能态 isomeric state

同质异能素 isomer

原子核处于激发态时一般通过 γ 跃迁近乎瞬时地回到基态 ($< 10^{-9}$ 秒)。可是,有些激发态的能量很接近基态,而角动量却与基态相差很大,它们到基态的 γ 跃迁几率很小或说其半寿命较长。这样的激发态常被称之为同质异能态。有些核处于同质异能态时,它们不是通过 γ 跃迁回到基态,而是通过 β 衰变到临近核,这更显示了它们具有与基态核相对独立的物性。经常把处于同质异能态的原子核称为同质异能素,并用符号 m 加以标记。例如把 ^{80}Br 的同质异能素记作 ^{80m}Br , 基态的 $E = 0$, $J^\pi = 1^+$, 同质异能态的 $E = 0.086\text{MeV}$, $J^\pi = 5^-$ 。从下表中可以看出同质异能态的半寿命 τ 的量级以及不同同质异能素的不同衰变方式:

^{24m}Na	$\tau = 0.02\text{秒}$	β^- 衰变
^{80m}Br	$\tau = 4.38\text{小时}$	γ 衰变
^{88m}Zr	$\tau = 4.18\text{分}$	β^+ 、 γ 衰变
^{93m}Nb	$\tau = 13.6\text{年}$	γ 衰变。

第七章 放 射 性

放射性 radioactivity

大多数原子核具有放射性。所谓放射性是指原子核的一种自发蜕变性质。这里所说的蜕变是指原子核自发的发射出一些射线（包括 α 射线、 β 射线、 γ 射线等），然后改变了自身的状态（ γ 放射性）或变成了其它的原子核（ α 放射性和 β 放射性）。发射 α 射线（由 α 粒子组成）的过程称 α 衰变；发射 β 射线（由电子或反电子组成）的过程称 β 衰变；发射 γ 射线（为极短波长的电磁波—— γ 光子）的过程称 γ 衰变。此外还存在一种蜕变形式，它不发射任何射线，而是俘获核外的内层电子，此过程称为电子俘获（记作EC）。

放射性又分为两种。一是天然放射性，为自然界存在的放射元素的自发蜕变性质。最初在1896年贝克勒尔发现了铀的天然放射性；另一种是人工放射性，1934年约里奥-居里夫妇首先用 α 粒子轰击硼和铝产生了具有自发蜕变性质的同位素，这种放射性就称人工放射性。

原子核衰变 nuclear decay

原子核蜕变 nuclear disintegration

原子核嬗变 nuclear transmutation

三者为同一过程，即放射性原子核放出射线后改变其状态或变成其它原子核的物理过程。包括 α 衰变、 β 衰变、 γ 衰变、内转

换以及重离子衰变等。

1903年卢瑟福和索第发现，当原子核以单一的方式衰变时遵从如下的规律：

$$-dN(t) = \lambda N(t)dt$$

这里 $N(t)$ 是 t 时刻的原子核数目， $-dN(t)$ 是在 t 时刻到 $t+dt$ 时刻之间发生衰变的原子核数目， λ 是衰变常数，表示了衰变的快慢，它是原子核本身的属性。此规律又可写成

$$N(t) = N(0)e^{-\lambda t}$$

这就是常说的指数衰变律，其中 $N(0)$ 是起始时刻原子核的数目。在 t 时刻单位时间间隔内衰变掉的原子核数目被称之为衰变率：

$$J(t) = -\frac{dN(t)}{dt} = \lambda N(t)$$

也称之为放射性活度或放射性强度。

半衰期 half lifetime

衰变常数 decay constant

半衰期又称半寿命，是放射性元素的原子核经衰变使本身的数目仅存一半所需的时间，记作 $t_{\frac{1}{2}}$ 。由衰变的指数律知

$$t_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda} \simeq \frac{0.693}{\lambda}$$

λ 是衰变常数。

若原子核的数目衰变到仅存原来的 $1/e$ ，则称所需时间为原子核的平均寿命 τ 。显然由 $N(0)/e = N(0)e^{-\lambda t}$ 得到

$$\tau = \frac{1}{\lambda}$$

之所以称为平均寿命是因为此时有 t 的平均值：

$$\bar{t} = \frac{1}{N(0)} \int_0^{N(0)} t \, dN = \frac{1}{N(0)} \int_0^{\infty} \lambda t N(t) dt = \frac{1}{\lambda},$$

正好与 τ 相等。

衰变分支比 branching ratio of decays

当原子核素同时具有多种衰变时则称其具有多个衰变分支。每一衰变分支有各自的衰变常数 λ_i ，并遵从指数衰变律：

$$-dN_i(t) = \lambda_i N(t) dt$$

这是由第 i 个分支 t 时刻在 dt 时间间隔内衰变掉的原子核数。由所有分支衰变掉的原子核数应为各衰变分支衰变数目之和，

$$-dN = -\sum_i dN_i = \sum_i \lambda_i N(t) dt = \lambda N(t) dt$$

即知总衰变常数应为各分支衰变常数之和，

$$\lambda = \sum_i \lambda_i$$

第 i 个分支的衰变率为

$$J_i = \lambda_i N(t) = \lambda_i N(0) e^{-\lambda t}$$

总衰变率为

$$J = \sum_i J_i = \lambda N(t)$$

称第 i 个分支的衰变率与总衰变率之比为第 i 个分支衰变的分支比，记作 R_i ，有

$$R_i = \frac{J_i}{J} = \frac{\lambda_i}{\lambda}$$

有时也将第 i 种衰变与第 j 种衰变的衰变率之比 $J_i/J_j = \lambda_i/\lambda_j$ 称为分支比。

衰变纲图 decay scheme

为了简单明了地反映原子核的自发衰变过程，将原子核衰变前后母核与子核的能量关系、母核与子核各自的状态（包括能级 E_i ，角动量和宇称 J^π ）以及它们的半衰期，并且将衰变类型（ α 、 β 或 γ 衰变），所发出射线的能量、强度（或分支比）以及 γ 辐射的电磁多极性，等等信息用图表示出来，这就是衰变纲图。一般用

横线来表示能级，状态参量都表示在横线上；用斜线或竖线表示衰变；并在其上标以衰变参量。图1-7-1给出了几种不同的衰变

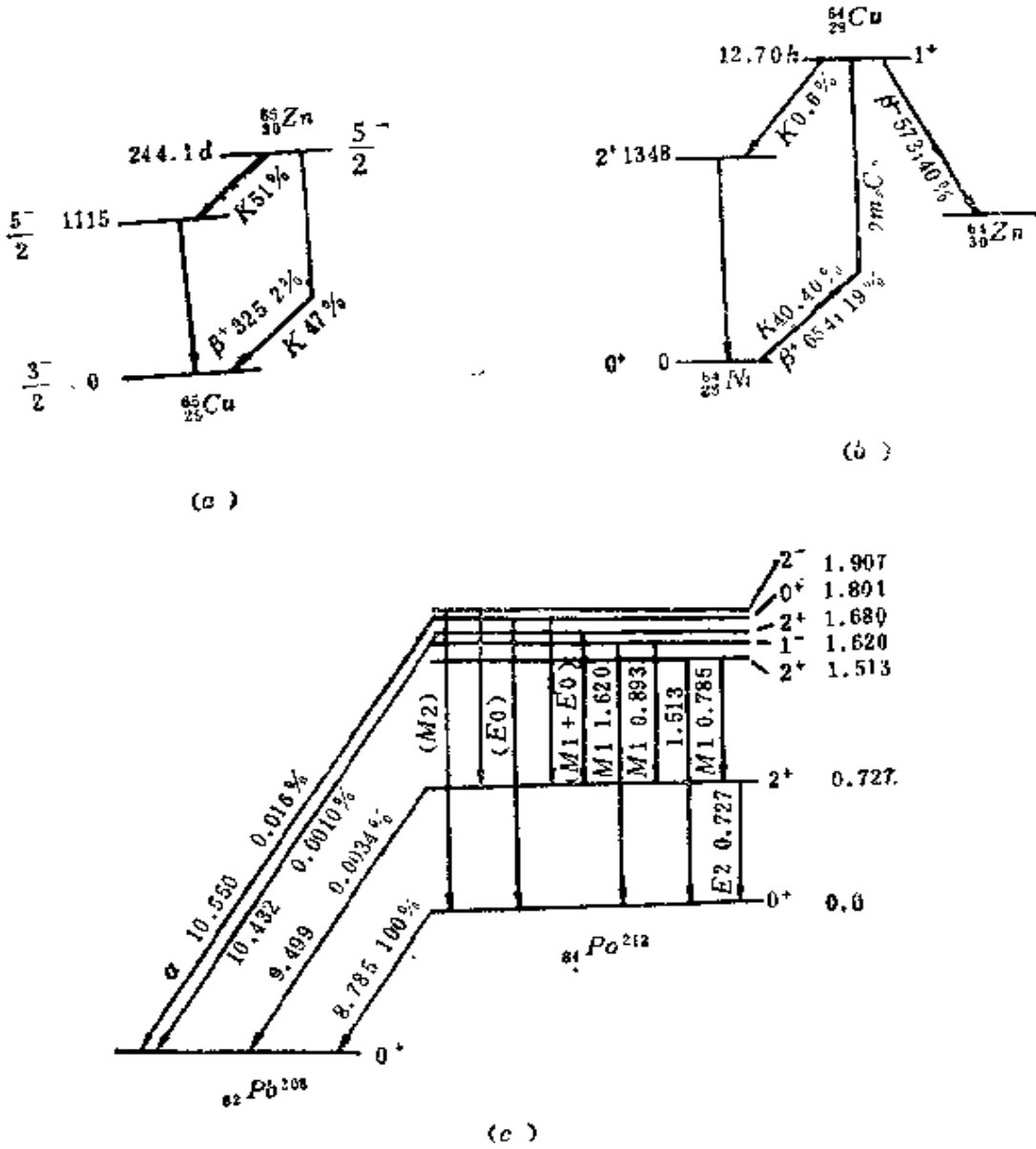


图 1-7-1

纲图。图(a)是 ${}_{30}\text{Zn}^{65}$ 的基态 ($J^\pi = \frac{5}{2}^-$ ，半衰期 = 244.1 天) 衰变到 ${}_{29}\text{Cu}^{65}$ 的衰变纲图，以 K 层电子俘获 (分支比为 47%) 和 β^+ 衰变 (分支比为 2%) 的方式，衰变到 ${}_{29}\text{Cu}^{65}$ 的基态 ($J^\pi =$

$\frac{3}{2}^-$); 以 K 俘获(分支比为51%)的方式衰变到 $_{29}\text{Cu}^{66}$ 的第一激发态($J^\pi = \frac{1}{2}^-$, 能量为1115keV)。图(b)是 $_{29}\text{Cu}^{64}$ 通过 β^- 衰变到 $_{30}\text{Zn}^{64}$ 和通过 K 俘获、 β^+ 衰变到 $_{28}\text{Ni}^{64}$ 的衰变纲图。图(c)则给出了 $_{84}\text{Po}^{212}$ 的衰变纲图, 竖线是 γ 跃迁, 例如 $E2\ 0.727$ 的一条, 表示 $_{84}\text{Po}^{212}$ 由 $J^\pi = 2^+$, $E_L = 0.727\text{MeV}$ 的状态放出能量为0.727MeV的电四极($E2$) γ 射线衰变到基态($J^\pi = 0^+$); 斜线是 α 衰变, 例如由 $_{84}\text{Po}^{212}$ 的 2^+ 态到 $_{82}\text{Pb}^{208}$ 放出的是能量为9.499MeV的 α 射线, 但分支比很小, 为0.0034%, 说明 2^+ 态的主要衰变方式是 γ 衰变到它本身的 0^+ 态。

放射系 radioactive series

放射性元素的原子核在衰变过程中发生变化, 每衰变一次变化一次, 直到变成稳定的原子核为止, 对所有放射性元素, 都可以查到它们之间存在的“亲缘”关系。可以发现, 在重的放射性元素中存在着“四大家族”, 每个“家族”称之为一个放射系。称每个放射系的第一个原子核为母核(Parent nucleus), 由它衰变而成的原子核则称为子核(daughter nucleus)。这四个放射系为:

① 钍系。为一天然放射系, 母核为 $_{90}^{232}\text{Th}$, 半衰期是 14.1×10^{10} 年。该系中原子核的质量数均为四的整数倍, $A = 4n$, n 为整数(以下同)。它最后衰变到稳定核 $_{82}^{208}\text{Pb}$ 。

② 镎系。为一人工放射系, 母核为 $_{93}^{237}\text{Np}$, 半衰期只有 2.14×10^6 年, 地壳中已不存在, 现在所有的镎全是人工制造的。它可以由 $_{92}^{238}\text{U}$ 的($n, 2n$)反应生成 $_{92}^{237}\text{U}$ 经一次 β^- 衰变成为 $_{93}^{237}\text{Np}$, $_{92}^{237}\text{U}$ 的半衰期仅为6.75天。也可以由 $_{92}^{238}\text{U}$ 连续俘获三个中子形成 $_{92}^{241}\text{U}$ 后经两次 β 衰变成为 $_{94}^{241}\text{Pu}$, 其半衰期为14.4年, 再 β 衰变为 $_{95}^{241}\text{Am}$,

其半衰期有433年。可是当时间足够长之后，Pa和Am衰变殆尽，仍无法与子核建立起稳定平衡。只当 $^{241}_{94}\text{Am}$ 再经一次 α 衰变到了 $^{237}_{93}\text{Np}$ 后，因其具有超过 10^6 年的半衰期，足可建立起整个衰变系的稳定平衡，所以这个系称为镎系。该系中原子核的质量数为四的整数倍加一， $A = 4n + 1$ 。最后的稳定原子核为 $^{209}_{83}\text{Bi}$ 。

③ 铀系。为天然放射系，母核为 $^{238}_{92}\text{U}$ ，半衰期为 4.468×10^9 年。该系中原子核质量数为四的整数倍加二， $A = 4n + 2$ ，最后的稳定原子核为 $^{206}_{82}\text{Pb}$ 。

④ 钍系。为天然放射系，母核为 $^{232}_{90}\text{Th}$ ，其半衰期为 7.038×10^8 年。这一系中早为人们所熟悉的是锕（Ac），因 ^{232}U 在化学性质上与锕有许多类似之处，直到1935年以前仍称其为锕铀（AcU），所以此系被称为锕系。有时也称之为铀锕系，而称铀系为铀钍系。此系的原子核质量数为 $4n + 3$ ，终止稳定核为 $^{208}_{82}\text{Pb}$ 。

图1-7-2给出了四个放射系，(a)为钍系，(b)为镎系，(c)为铀系，(d)为锕系。图中短线是 β 衰变，长线是 α 衰变，线上的数值表示该衰变的半衰期，分别以y、d、min、s表示年、日、分、秒。

连续衰变 continuum decay

又称级联衰变。放射性原子核素衰变后，子核再衰变，第二代子核再衰变，这样一代一代衰变下去直到成为稳定核素，这个过程就称为连续衰变。例如铀系、钍系等放射系都含有一连续衰变过程。

若有一衰变过程： $a_1 \rightarrow a_2 \rightarrow a_3 \rightarrow \dots$ 。设在 $t = 0$ 时只有第一种核素，数目为 $N_1(0)$ ，这时其它核素的原子核数目皆为零，即 $N_i(0) = 0, i = 2, 3, \dots$ 。在 t 时刻第 i 种核素的原子核数目为 $N_i(t)$ ，其衰变常数为 λ_i 。已知母核 a_1 的衰变遵从

$$N_1(t) = N_1(0)e^{-\lambda_1 t}$$

由于 a_2 核的数目因 a_1 的衰变而增加，因自身衰变到 a_3 核而减少，

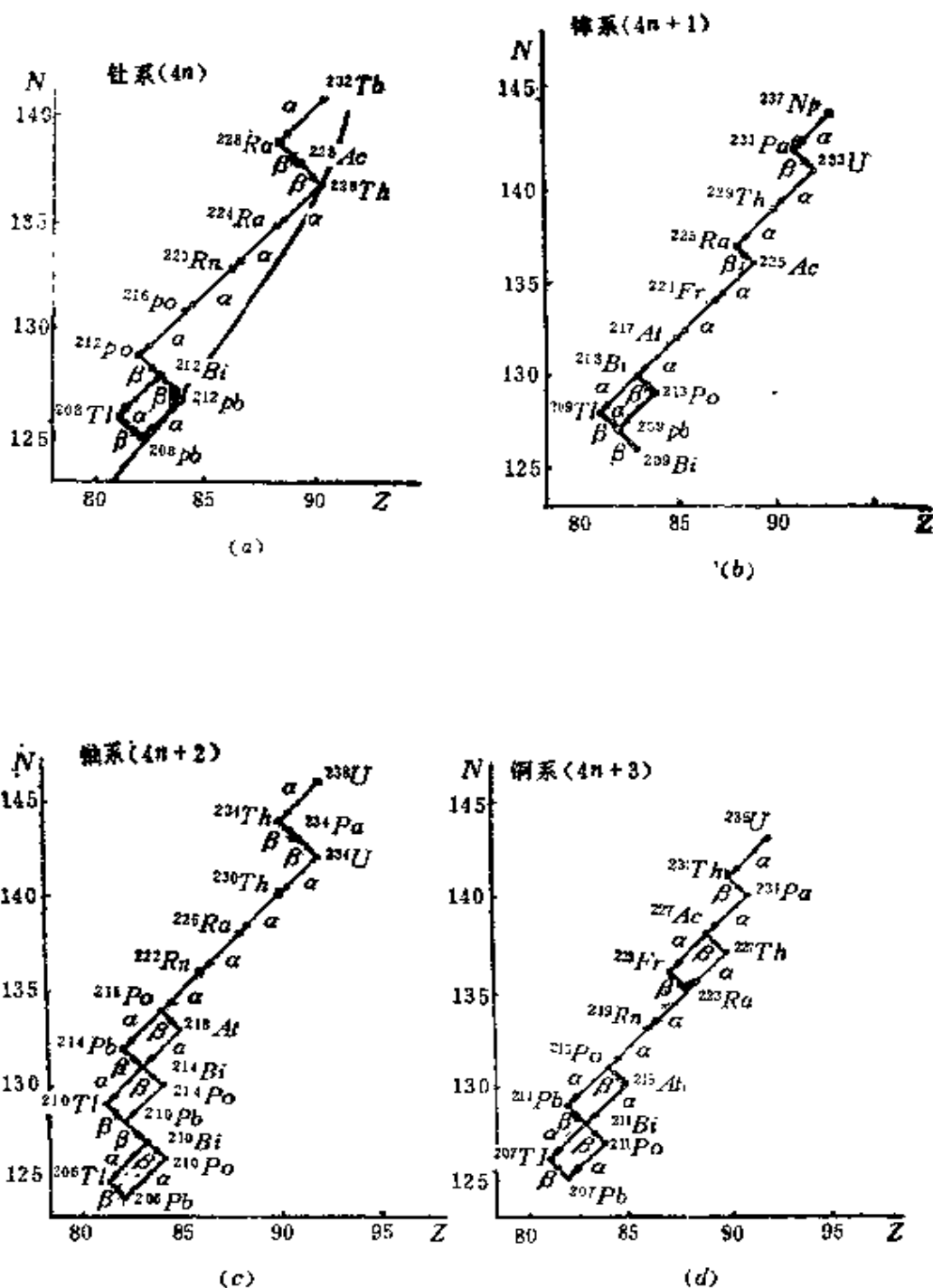


图 1-7-2

所以 a_2 核在单位时间内数目的变化为:

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = \lambda_1 N_1(t) - \lambda_2 N_2(t)$$

即有 $N_2(t) = N_1(0)[h_1 e^{-\lambda_1 t} + h_2 e^{-\lambda_2 t}]$

其中 $h_1 = \lambda_1/(\lambda_2 - \lambda_1)$, $h_2 = \lambda_1/(\lambda_1 - \lambda_2)$ 。同样,对第 i 个核素 a_i 有:

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = \lambda_{i-1} N_{i-1}(t) - \lambda_i N_i(t)$$

即有 $N_i(t) = N_1(0)[h_1 e^{-\lambda_1 t} + h_2 e^{-\lambda_2 t} + \cdots + h_i e^{-\lambda_i t}]$

其中 $h_1 = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \cdots \lambda_{i-1}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1) \cdots (\lambda_i - \lambda_1)}$

$$h_2 = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \cdots \lambda_{i-1}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2) \cdots (\lambda_i - \lambda_2)}$$

.....

$$h_i = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \cdots \lambda_{i-1}}{(\lambda_1 - \lambda_i)(\lambda_2 - \lambda_i) \cdots (\lambda_{i-1} - \lambda_i)}$$

放射性平衡 radioactivity balance

在连续衰变中, $a_1 \rightarrow a_2 \rightarrow a_3 \rightarrow \cdots$, 子核 a_2 当 $t=0$ 时其数目为0, 则它遵从衰变规律:

$$\begin{aligned} N_2(t) &= \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1(0)(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \\ &= \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1(t)[1 - e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)t}] \end{aligned}$$

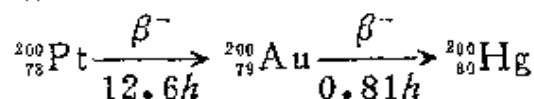
若母核 a_1 的半衰期比子核 a_2 的大, 则 $\lambda_1 < \lambda_2$, 当时间足够长时, 有 $e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)t} \ll 1$, 所以有

$$N_2(t) \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1(0) e^{-\lambda_1 t}$$

这就是说, 子核将按照母核的半衰期进行衰变。母核和子核的衰变率之比为一常数:

$$\frac{J_2}{J_1} = -\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

但 J_2 与 J_1 并不相等。称这时的衰变系统的子母体之间出现了暂时的平衡。例如：



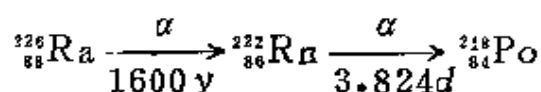
在 ${}^{200}\text{Pt}$ 与 ${}^{200}\text{Au}$ 的衰变中可建立起暂时的平衡。

如果母核的半衰期远比子核的大，即母核的衰变常数 λ_1 远比子核的小， $\lambda_1 \ll \lambda_2$ 。在 t 足够大时有

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1(t)$$

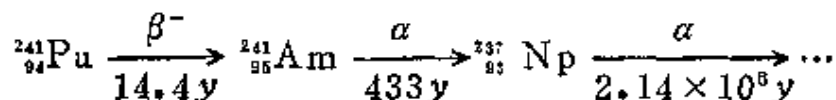
即 $J_2 = J_1$

母核与子核的衰变率完全相等，这时建立起来的平衡称为久期平衡。例如：



显然母核的半衰期（1600年）远比子核的（3.824天）大。时间足够长之后，在观察时间内根本看不出母核 ${}^{226}\text{Ra}$ 的变化，而半衰期短的子核 ${}^{222}\text{Rn}$ 由于受到母核衰变的补充使核数保持不变，即可得到长期的平衡。

反之，若 $\lambda_2 < \lambda_1$ ，即母核半衰期比子核的小，时间足够长后母核将全部变成子核，不可能建立起包括子母体系的平衡。例如镎系，在 ${}^{237}\text{Np}$ 之前有一支仍然是 $2n+1$ 核的衰变过程：



${}^{241}\text{Pu}$ 与 ${}^{241}\text{Am}$ 的半衰期都远小于 ${}^{237}\text{Np}$ 的，所以 ${}^{241}\text{Pu}$ 与 ${}^{241}\text{Am}$ 不可能与它们的子核 ${}^{237}\text{Np}$ 建立起平衡来。可是 ${}^{237}\text{Np}$ 的子核中半衰期最长的 ${}^{233}\text{U}$ 也只有 1.592×10^6 年，所以由 ${}^{237}\text{Np}$ 作母核可与其子核建立起平衡来。其它三个天然放射系由于母核的半衰期远

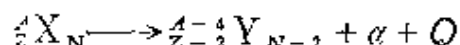
大于子核的，故都建立了与子核的久期平衡系统。

放射活度 radioactive activity

又称衰变率或称放射性强度，其单位为贝可，记作Bq， $1\text{Bq} = 1\text{次衰变/秒}$ 。曾用单位居里(Ci)， $1\text{Ci} = 3.7 \times 10^{10}\text{Bq}$ 。详见放射性。

α 衰变 α decay

放射性原子核 ${}^A_Z\text{X}_N$ 自发地放出 α 粒子后变成另一种原子核 ${}^{A-4}_{Z-2}\text{Y}_{N-2}$ 的物理过程叫 α 衰变，



由于 α 衰变是自发衰变，过程中要放出一部分能量 Q ，它正好等于 α 粒子的动能 E_α 和子核 ${}^{A-4}_{Z-2}\text{Y}$ 的反冲能量之和。称 Q 为衰变能。

α 粒子的动能 E_α 常简称为 α 粒子的能量。实验测得一种原子核的 α 衰变会放出几种不同能量的 α 粒子。其原因在于①母核处于基态，它衰变到子核时子核可以处于基态或激发态，由于子核的能量不同 α 粒子的能量就有高低之分了。例如图 1-7-3(a) 给出 ${}^{238}\text{Pu}$ 的 α 衰变，有五种不同能量的 α 粒子，强度也各不相同。其中到子核基态的 $E_\alpha = 5.59\text{MeV}$ ，相对强度为 72%；②母核处于不同状态皆放出 α 粒子后衰变到子核的基态，这时因母核处于不同能级而导致了 α 粒子能量的不同。例如图 1-7-3(b) 给出的 ${}^{212}\text{Po}$ 的 α 衰变也有四种不同能量的 α 粒子放出，它们分别是由 ${}^{212}\text{Po}$ 处在不同的四条能级上进行 α 衰变的结果。不过这时母核基态到子核基态的 α 衰变相对强度几乎是 100%，激发态的 α 衰变相对强度只有 $10^{-4}—10^{-5}$ ，它们的主要衰变方式是 γ 衰变。

α 射线 α ray

放射性原子核在 α 衰变过程中放出高速 α 粒子流即所谓的 α 射线。其速度高达 $10^6—10^8$ 米/秒，如此高的能量由衰变能提供。

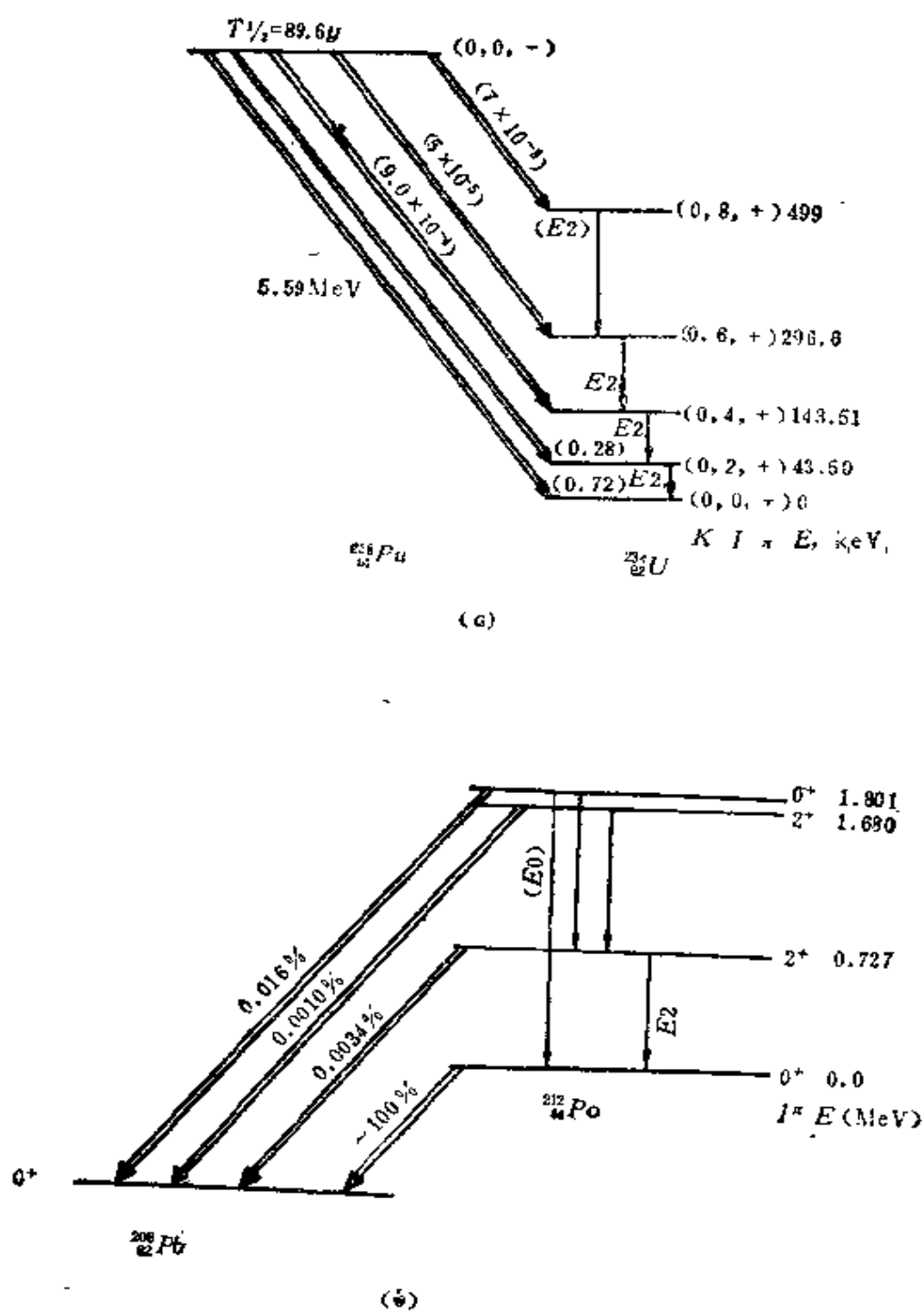


图 1-7-3

不同的放射性原子核放出的 α 射线能量不同；同一种放射核也会因衰变时所处的状态不同而放射出不同能量的 α 射线，或因衰变后的子核处于不同状态而发出不同能量的 α 射线。

因 α 射线是高速带电粒子流，所以在它们所经过的地方将有很强的离化作用产生。例如一个 5 MeV 的 α 粒子在云室中经过时会产生 150,000 个离子对，其中有 5,000 对是由 α 粒子直接离化的。由于 α 粒子带有两个单位正电荷，质量也比较大，电离损失是很大的，所以它在空气中的射程只有厘米的量级，若用一张纸相阻，它就穿不过去了。

α 粒子 α particle

1908 年卢瑟福 (E. Rutherford) 和罗伊兹 (T. Royds) 发现组成 α 射线的粒子—— α 粒子是正二价的氦离子，后来知道它就是氦原子核 ${}^4_2\text{He}$ 。它是由两个处于 $1S_{1/2}$ 状态的质子和两个处于 $1S_{1/2}$ 状态的中子构成，总自旋为 0，总宇称为正，带两个正电荷。因是双幻核，所以 α 粒子特别稳定。

α 粒子的射程 range of α particle

α 粒子的射程表示 α 粒子的穿透本领 (penetrating power)。由于 α 粒子进入物质中引起电离，能量不断损失，直到最后停止下来，其间它所走过的路程就称为 α 粒子的射程，常把它记作 R 。

射程与能量损失 $\left(-\frac{dE}{dx}\right)$ 之间存在如下关系：

$$R = \int_{E_0}^0 \left(-\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE$$

E_0 为 α 粒子的初始能量，单位射程上的能量损失为

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4}{mv^2} n \left[\log \frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right]$$

其中 n 是 α 所经介质的电子数密度， I 是此种介质原子的电离电位，

$Z=2$ 是 α 粒子的电荷数, v 是 α 粒子的速度, e 、 m 分别为电子的电量和质量, $\beta = v/c$, c 为光速, 非相对论近似下 $\beta = 0$ 。

通常所说的射程是指 α 粒子在15℃及一标准大气压下的干燥空气中穿过时所走的路程。当能量在4—10MeV之间时, 射程和 α 粒子能量 E_0 有如下的经验关系:

$$R = K E_0^{3/2} = a v_0^3$$

若初始能量 E_0 以MeV为单位, R 以厘米为单位则 $K = 0.324$, 若初速度 v_0 以厘米/秒为单位, 则 $a = 9.67 \times 10^{-23}$ 。

盖革(Geiger)和努塔尔(Nuttall)给出了射程和衰变常数 λ 之间的经验定律:

$$\lambda = c R^b \quad \text{或} \quad \log \lambda = c' + b \log R。$$

若 λ 以秒⁻¹为单位, R 以厘米为单位, 常数 b 、 c 随放射核的不同而不同, 例如:

$$\text{对铀系核} \quad b = 57.5, \quad c = 5 \times 10^{-43}$$

$$\text{对钍系核} \quad b = 57.5, \quad c = 5 \times 10^{-47}$$

由此得到 λ 与 E_0 的关系为

$$\log \lambda = c' + \frac{3b}{2} \log E_0。$$

它基本上反映了 λ 随 E_0 的急剧变化, 但它并不精确, 现在常采用的经验公式是:

$$\log \lambda = A - B E_0^{-1/2},$$

$$\text{或} \quad \log T_{1/2} = b' E_0^{-1/2} - a'。$$

图1-7-4中给出了8个偶偶核基态到基态衰变时 $\log T_{1/2}$ 与 $E_0^{-1/2}$ 的关系。可见, 除少数核素外, 实验点基本上落在经验公式所给的直线上。

α 衰变的Q值 Q value of α decay

就是衰变能, 发生 α 衰变时所放出的能量。若不考虑 α 粒子和子核之间的相互作用, 衰变能 Q 就等于 α 粒子的动能 E_α 和子核的

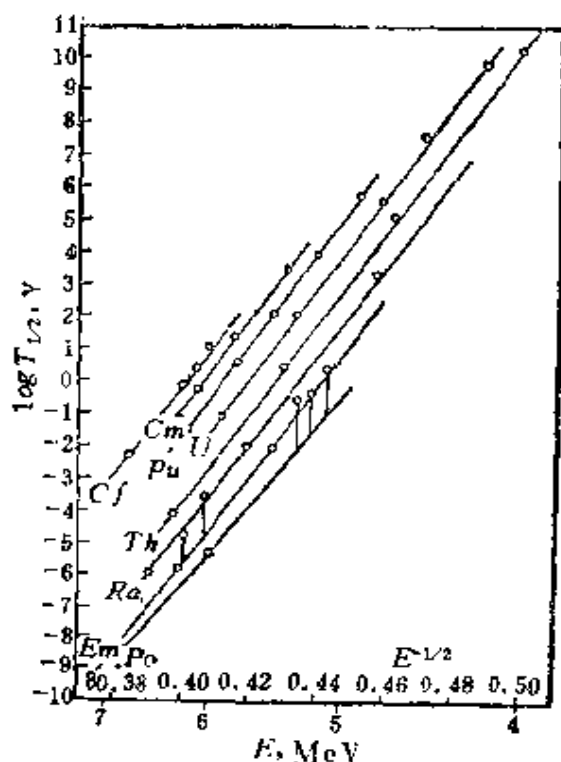


图 1-7-4

反冲能 E_Y 之和。若设 α 粒子与子核的质量分别为 m_α 和 m_Y ，速度分别为 v_α 和 v_Y ，考虑动量守恒（在相对母核为静止的坐标系中），则有：

$$Q = E_\alpha + E_Y = E_\alpha + \frac{1}{2}m_Y v_Y^2$$

$$m_\alpha v_\alpha = m_Y v_Y$$

所以
$$Q = E_\alpha + \frac{m_\alpha}{m_Y} E_\alpha = \frac{m_\alpha + m_Y}{m_Y} E_\alpha$$

若设母核质量数为 A ，则有

$$Q \simeq -\frac{A}{A-4} E_\alpha$$

一般具有 α 放射性的核 $A \sim 200$ ，所以

$$E_\alpha \sim Q \cdot 98\%$$

即衰变能的绝大部分变成了 α 粒子的动能。

α 粒子的发射 α emission

α 粒子在离开母核 X 与子核 Y 分开前后它都应受一相互作用势的作用，此势能 $V(r)$ 大致如图1-7-5所示。在 α 粒子与子核 Y

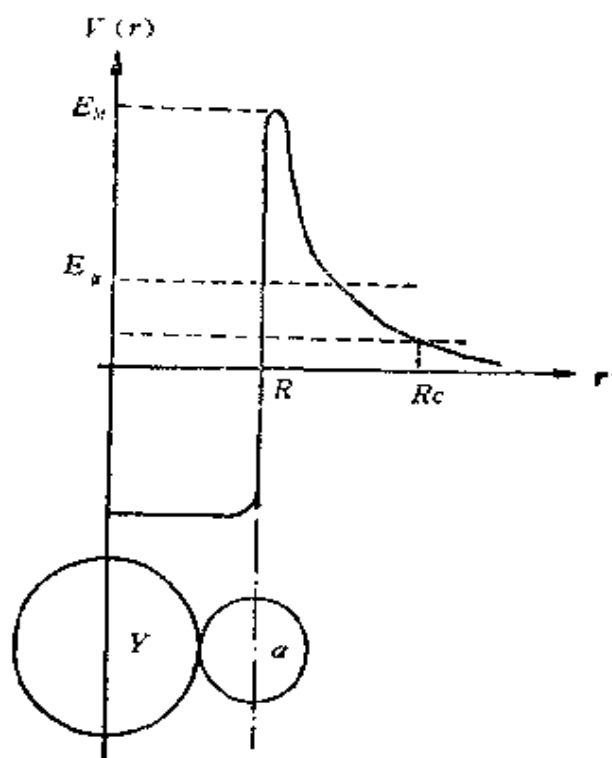
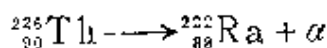


图 1-7-5

分开一定距离之后，这时二者之间的库仑相互作用远小于 α 粒子的动能 E_s ，所以可略去不计。可是，当两个粒子靠近，同处于母核 X 之中时，它们之间将有很强的核力作用，互相吸引。在二者行将离开时，即二者的距离 $r = R \approx R_\alpha + R_Y = r_0(A_\alpha^{1/3} + A_Y^{1/3})$ 时，将要克服一个很高的库仑势垒 E_b ，其值大致为 $r = R$ 处的库仑势，即

$$E_b = \frac{Z_\alpha Z_Y e^2}{R} \sim \frac{2.4 Z_Y}{A_\alpha^{1/3} + A_Y^{1/3}}$$

最后一式已取 $r_0 = 1.2F$ ， E_b 以MeV为单位。例如对 ^{226}Th 的基态衰变过程：



α 粒子要射出必须克服 $E_b \sim 28\text{MeV}$ 的库仑势垒。已知 ${}^{226}\text{Th}$ 发出的 α 粒子最大能量为 6.3MeV ，按经典的观点看，它决不能发射出来。可是由于微观粒子运动遵从量子力学的规律，由势垒穿透理论知它有一定几率穿过比它的动能高很多的势垒。其穿透几率为：

$$P = e^{-2G}$$

$$G = \frac{1}{\hbar} \int_{R_c}^R \sqrt{2\mu[V(r) - E_\alpha]} dr$$

其中 α 粒子的折合质量 $\mu = \frac{m_\alpha m_Y}{m_\alpha + m_Y}$ ，库仑势为 $V(r) = \frac{2Z_Y e^2}{r}$ ，

$R_c \sim R$ 为势垒宽度，由图1-7-6中不难看出 $R_c = \frac{2Z_Y e^2}{E_\alpha}$ 。当 R

$\ll R_c$ 时有近似公式：

$$G \simeq \frac{\pi e^2 \sqrt{2\mu}}{\hbar} Z_Y E_\alpha^{-1/2} - \frac{4e\sqrt{\mu}}{\hbar} (Z_Y R)^{1/2}$$

若 $\mu \approx m_\alpha$ ， E_α 以 MeV 为单位， R 以 $F (= 10^{-13}\text{cm})$ 为单位，注意到 $e^2 \simeq 1.44\text{MeV} \cdot F$ ，有一极简单公式可用来作粗略计算：

$$G \simeq 2Z_Y E_\alpha^{-1/2} - 1.5(Z_Y R)^{1/2}$$

若设 α 粒子在位阱中在单位时间内碰撞势垒 n 次，则 $n = \frac{v}{2R_x}$ 或

对三维情况 $n = \frac{v}{R_x}$ ， R_x 是母核半径， v 是 α 粒子在母核中的速度

（估计量级为 10^8cm/秒 ）。由于衰变常数 λ 表示单位时间内发射 α 粒子的数目，所以有

$$\lambda = nP = ne^{-2G}$$

$$\ln \lambda = \ln n - 2G$$

$$= A - BE_\alpha^{-1/2}$$

即有 $A \simeq \ln n + 3(Z_Y R)^{1/2}$

$$B \simeq 4Z_p$$

α 衰变的禁戒因子 forbidden factor of α decay

现行 α 衰变理论很好地解释了偶偶核的衰变，而奇 A 核和奇奇核的 α 衰变常数实验值 λ_{ex} ，远小于理论计算的结果 λ_{th} 。为了反映这一差别，引入禁戒因子（或称受阻因子）：

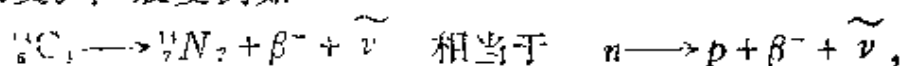
$$F = \frac{\lambda_{th}}{\lambda_{ex}}$$

对奇 A 核， F 一般在 100—1000 的范围内，对奇奇核其值更大。

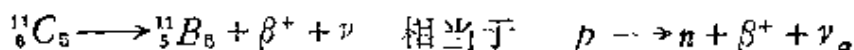
究其原因，一方面在于 α 粒子在母核内的势能还应加入与角动量有关的离心势 $\frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2}$ ， l 为轨道角动量量子数， l 越大势垒越高， α 粒子发射几率就越小。另一方面在于，现在尚不清楚， α 粒子是原来就存在于母核中，还是在衰变过程中才形成的，现在看来很可能是后者。于是，当有奇粒子存在时，由于泡利原理的作用，减小了核子配成对的几率，也就影响了 α 粒子的形成几率，奇奇核所受影响更大，从而大大减小了 α 粒子的发射几率。

β 衰变 β decay

放射性原子核自发地放出 β 粒子或俘获核外原子的内层轨道电子的物理过程称 β 衰变。放出的 β 粒子有两种：一种是放出 β^- 粒子，即高速电子，伴随着放出一个反中微子，同时母核变为具有相同质量数而电荷数加一的子核，常称此过程为 β^- 衰变；另一种是放出 β^+ 粒子，即正电子或反电子，伴随着放出一个中微子，同时母核变为具有相同质量数而电荷数减一的子核，此过程常称做 β^+ 衰变。 β^- 衰变例如

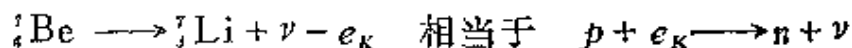


β^+ 衰变 例如



在 β^+ 衰变的例子中应注意，单个质子是稳定的，可是在核中质子却有衰变成中子的可能。这是由于在 ${}^6\text{C}_6$ 和 ${}^6\text{B}_6$ 中质子和中子的束缚能不同， ${}^6\text{B}_6$ 与一个中子的束缚能远大于 ${}^6\text{B}_6$ 与一个质子的束缚能，这使得 ${}^6\text{C}_6$ 的质量比 ${}^6\text{B}_6$ 的大许多。这个能量差在衰变过程中促使质子蜕变成中子。

另一类 β 衰变不是原子核放出 β 粒子，而是通过俘获核外的内层电子而完成 $Z+1$ 核到 Z 核的转变。若俘获的是 K 层电子则称 K 俘获，若俘获的是 L 层电子则称 L 俘获，还可有 M 俘获。也把这一过程称为电子俘获(Electron Capture简记作EC)。例如：



这就是说 ${}^7_4\text{Be}_3$ 核俘获一个 K 层电子使一个质子蜕变成了中子从而使它变成了 ${}^7_3\text{Li}_4$ 核。

在 β 衰变发现之初，这一过程叫人无法理解，因为能量、动量、角动量皆不守恒。直到1930年泡利提出了中微子假说之后，人们才知道衰变过程中应还有一种粒子参与，其质量为零，电荷为零，自旋为 $\hbar/2$ ，这就是中微子。由于它在衰变过程中带走了一部分能量、动量和角动量，守恒就不存在问题。到1956年才在实验上证实了它的存在。

费密于1933年提出了 β 衰变的弱相互作用理论。类比原子发射光子是由于原子中的电子在电磁场作用下改变状态所致，他提出原子核放出 β 粒子和中微子是由于核中的核子在弱相互作用下改变电荷状态所致。不久科学家们就提出了弱作用是通过交换中间玻色子来起作用的，到1983年终于发现了弱相互作用的媒介粒子 W^{\pm} 和 Z^0 。

β 衰变最早揭示了弱相互作用的宇称不守恒。弱相互作用的宇称不守恒理论是李政道和杨振宁在1956年提出的，第二年吴健雄等就在 ${}^{60}\text{Co}$ 的 β 衰变中证实了它。

β 衰变几率 probability of β decay

在费密的弱相互作用理论中, 设相互作用常数为 g 。由量子理论可以求得单位时间内发射 β 粒子的几率, 也就是衰变常数:

$$\lambda = \frac{0.693}{t_{1/2}} = \frac{g^2}{2\pi^3} \frac{m^6 c^4}{\hbar^7} |M|^2 f(Z, \epsilon_0)$$

这里 M 与母核和子核的相互作用矩阵元成正比, 称之为跃迁矩阵元。为了便于 β 衰变的分类常给出

$$ft_{1/2} = \frac{2\pi^3}{G^2} \frac{\hbar}{mc^2} \frac{\ln 2}{|M|^2}, \quad G = \frac{g}{mc^2} \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^3 \approx 3.017 \times 10^{-12}$$

称 $ft_{1/2}$ 为比较半衰期, 有时把它简写为 ft 。

我们可以根据 ft 的大小将 β 衰变进行分类。通常称一次 β 衰变为一次 β 跃迁(β transition), 所以将 β 衰变分成了容许跃迁和禁戒跃迁, 每一种又可细分成几类, 详见表1-7-1。

表1-7-1 β 衰变的分类

跃迁类型	ft 值	选 择 定 则
		角动量的变化 宇称的变化
超容许型	$10^3 - 4 \times 10^3$	$\Delta J = 0, \pm 1$ 不 变
容 许 型	$2 \times 10^4 - 10^6$	$\Delta J = 0, \pm 1$ 不 变
一级禁戒 (非唯一型)	$10^6 - 10^9$	$\Delta J = 0, \pm 1$ 变
一级禁戒 (唯一型)	$10^8 - 10^{10}$	$\Delta J = \pm 2$ 变
二级禁戒 (非唯一型)	$2 \times 10^{10} - 2 \times 10^{13}$	$\Delta J = \pm 2$ 不 变
二级禁戒 (唯一型)	$\sim 10^{12}$	$\Delta J = \pm 3$ 不 变
三级禁戒 (非唯一型)	$\sim 10^{17}$	$\Delta J = \pm 3$ 变
三级禁戒 (唯一型)	$\sim 10^{18}$	$\Delta J = \pm 4$ 变
四级禁戒 (非唯一型)	$\sim 10^{23}$	$\Delta J = \pm 4$ 不 变
四级禁戒 (唯一型)	$\sim 10^{19}$	$\Delta J = \pm 5$ 不 变

在 λ 的公式中因子 $f(Z, \epsilon_0)$ 称为费密积分函数, 或叫库仑改正因子, 它反映了核电荷库仑场对发射 β 粒子的影响。变量 Z 是子核的电荷数, ϵ_0 是 β 粒子的最大能量与 mc^2 之比(m 为电子的静止质量, c 为光速), 而 β 粒子的最大能量就是衰变能 Q , 所以 $\epsilon_0 = \frac{Q}{mc^2}$ 。 f 随 Z 和 ϵ_0 的变化已制成图表, 可供查找, 见图1-7-6。图中 Z 值前的“+”、“-”号分别表示 β^- 和 β^+ 衰变。

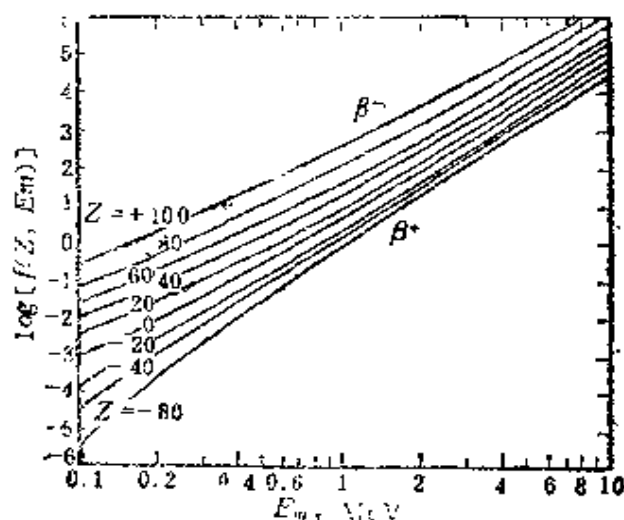


图 1-7-6

β 衰变的 Q 值 Q value of β decay

在 β 衰变过程中所释放出的能量就叫它的 Q 值, 也就是所谓衰变能。此能量表现为 β 粒子的动能、中微子的能量和子核的反冲能。因电子质量很小, 中微子无静止质量, 所以子核反冲能极小, 可忽略不计。衰变能主要来自衰变前后母核与子核的质量差, 反映了中子和质子束缚能的不同。

在裸核衰变时, 有衰变能公式:

$$\text{对}\beta^- \text{衰变 } Q = [m(Z, A) - m(Z+1, A) - m_e]c^2$$

$$\text{对}\beta^+ \text{衰变 } Q = [m(Z, A) - m(Z-1, A) - m_e]c^2$$

$$\text{对}K \text{俘获 } Q = [m(Z, A) - m(Z-1, A) + m_e]c^2 - B_K^e(Z)$$

其中 $m(Z, A)$ 是质子数为 Z , 质量数为 A 的原子核质量, $B_e^k(Z)$ 是序数为 Z 的原子中 K 层电子的结合能。

对原子中核的 β 衰变能应有如下公式:

$$\text{对}\beta^- \text{衰变 } Q = (M_z - M_{z+1})c^2 + B_e(Z) - B_e(Z+1)$$

$$\text{对}\beta^+ \text{衰变 } Q = (M_z - M_{z-1} - 2m_e)c^2 + B_e(Z) - B_e(Z-1)$$

$$\text{对}K \text{俘获 } Q = (M_z - M_{z-1})c^2 + B_e(Z) - B_e(Z-1) - B_e^k(Z)$$

其中 M_z 是序数为 Z 的原子质量, $B_e(Z)$ 是序数为 Z 的原子中电子的总结合能。

显然, 如果忽略掉反冲能, Q 值就是 β 能谱分布的最大值。

β 衰变能谱 spectrum of β decay

β 衰变谱与 α 衰变谱不同, α 衰变谱是线状谱, 而 β 谱则是从0到 Q 值的一个连续分布。图 1-7-7 给出了 β 衰变能谱的一个例

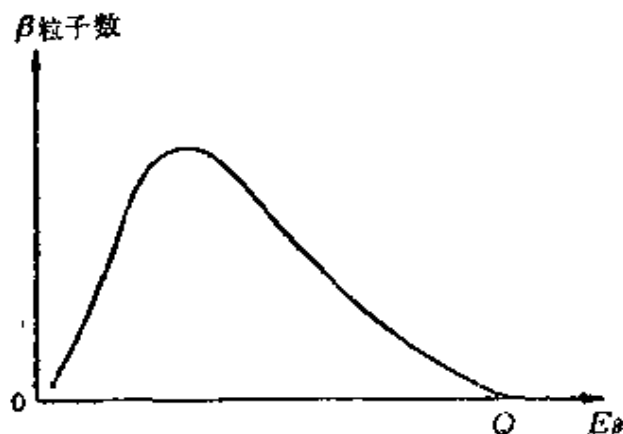


图 1-7-7

子。这一连续分布是由于中微子的存在造成的, 中微子与 β 粒子和子核一起分配衰变能, 并且三者的总动量之和应为0。当中微子的动量与子核的反冲动量大小相等但方向相反时, β 粒子的动量为0, 能量为0; 当 β 粒子的动量和子核的反冲动量大小相等而方

向相反时，中微子动量为0，则 β 粒子动能最大，且几乎等于 Q ；界乎其间， β 粒子和中微子的能量互为消长，从而造成了 E_β 在0与 Q 间的连续分布。

β 粒子 β particles

即指 β 衰变中发射出的电子或正电子，前者称为 β^- 粒子，后者称为 β^+ 粒子。

β 粒子的射程 range of β particles

β 射线（ β 衰变发射的 β 粒子流）中的高能电子或正电子，由于电子的质量很小，所以它们具有很高的速度，已是相对论性的了。 β 粒子在穿过物质时所发生的现象远比 α 粒子所引起的现象更复杂。对 β 粒子来说，电离损失仍然是主要的，但它们与原子中电子以及与原子核的散射也很强，所以在能量不断损失的同时，方向也在不断改变。此外，由于 β 粒子在原子核电场中运动会辐射X射线，这也会使它损失一部分能量。因此， β 粒子的射程是由上述多种因素综合决定的。

在实验上是通过测量吸收层的厚度和透过率之间的函数关系来确定射程的。如图1-7-8所示，图中开始的倾斜部分给出了 β 粒

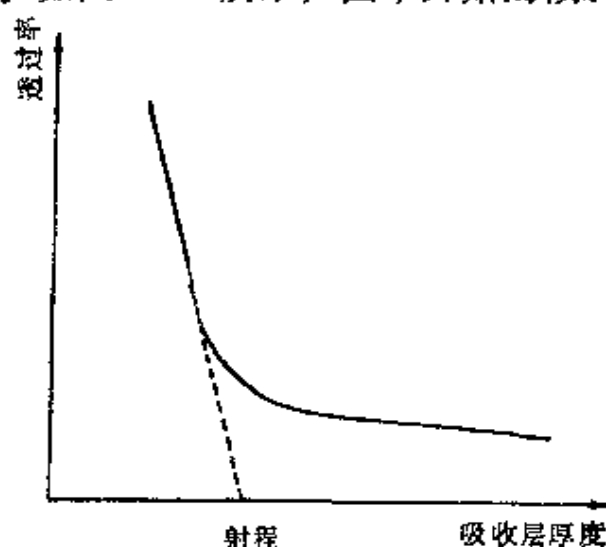


图 1-7-8

子的实际穿透情况，末尾的水平部分则反映了本底记数。因此，只要将图中倾斜部分延长与横轴相交，此处透过率为0，这时的吸收层厚度就表示了一个“射程”的概念，被称之为外推射程。不过，它所表示的只是 β 粒子在该物质中的最大穿透厚度。

居里标绘 Kurie plote

所谓标绘 (plot有时也译作描绘) 就是指在一定坐标中绘图。

已知 β 粒子的动量分布为

$$I(p)dp = \frac{g^2}{2\pi^3} \frac{|M|^2}{c^3\hbar^7} F(Z, E)(Q-E)^2 p^2 dp$$

其中 Q 为衰变能， E 、 p 分别为 β 粒子的能量和动量，知 $E^2 = m^2c^4 + c^2p^2$ 。将上式由0到 β 粒子的最大动量 p_{\max} 积分就得到了 λ (见 β 衰变几率)。由上式我们可得公式

$$\left[\frac{I(p)}{p^2 F(Z, E)} \right]^{1/2} = K(Q-E)$$

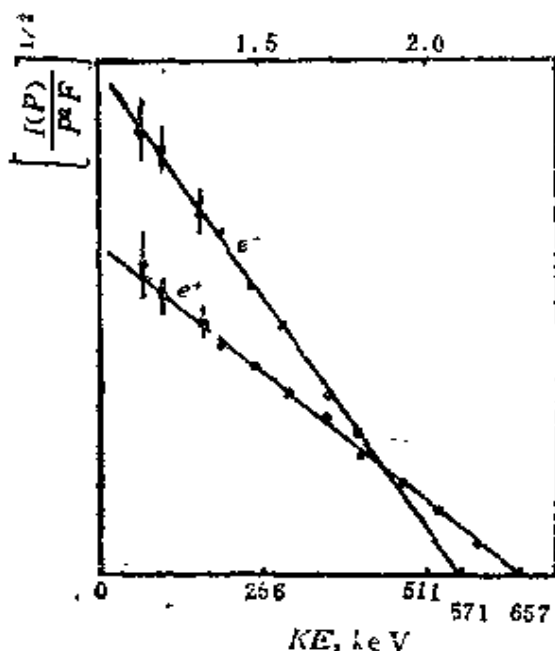


图 1-7-9

这里 $K = g |M| / (2\pi^3 c^3 \hbar^7)^{1/2}$ 为常数。显然，若我们以 E 作横坐标，以 $[I(p)/p^2 F]^{1/2}$ 作纵坐标绘图则得到一直线。我们可以将实验测得的 $I(p)$ 代入上式中去作图，看是否得到随 E 的直线变化，从而直接检验理论和实验的结果，并可由此鉴别 β 衰变的跃迁类型，这个作图就称居里标绘。

图1-7-9给出了 ^{64}Cu 的容许型 β 衰变谱的居里标绘。实验结果是一条很好的直线。由此可以得到居里标绘的一个重要结果：因为高能 β 粒子很少，计数

此可以得到居里标绘的一个重要结果：因为高能 β 粒子很少，计数

率很低，测量结果很不精确，所以由 β 粒子的谱分布来求 β 粒子的能量最大值 E_m ($\sim Q$ 值)就很不准，可是由居里标绘的直线外推所得到的 E_m 则相当精确。

对禁戒型跃迁的居里标绘需引入一修正因子 $S_n(E)$, n 表示禁戒的级别，即有

$$\left[\frac{I(p)}{p^2 F(Z, E) S_n(E)} \right]^{1/2} = K(Q - E)$$

可见， $[I(p)/p^2 F]^{1/2}$ 随 E 的变化不再是直线，而加入修正后的 $[I(p)/p^2 F S_n]^{1/2}$ 才是直线，而且可以由此定出 n 的值。例如图1-7-10(a)给出的是 ^{91}Y 的居里标绘，以 $S_1(E)$ 加以修正后方为直线。 $n=1$ ，说明这时是唯一型一级禁戒跃迁。图1-7-10(b)是 ^{10}Be 的居里标绘， $S_2(E)$ 的修正后得到直线，这时的 β 衰变是唯一型二级禁戒跃迁。图中 $W = (E + m_e c^2)$ 。

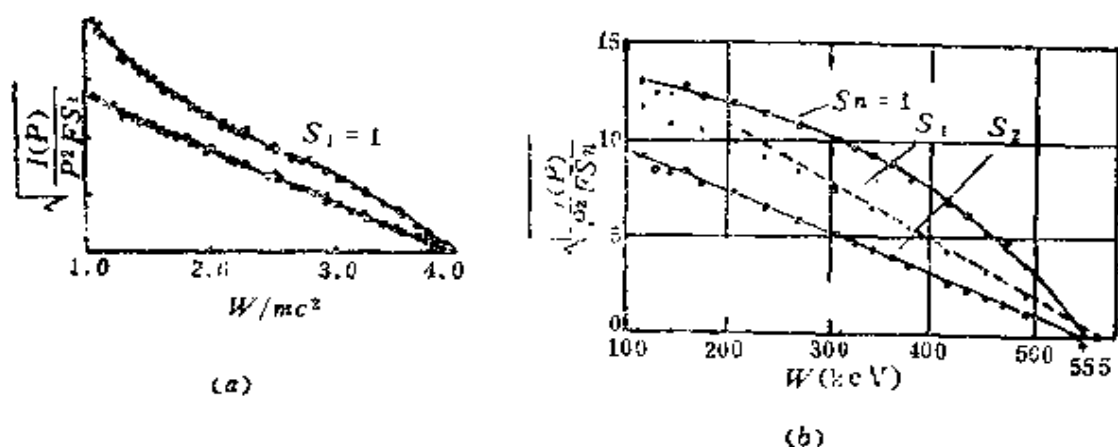


图 1-7-10

γ 跃迁 γ transition

γ 衰变 γ decay

γ 衰变、 γ 跃迁同指处于高激发态的原子核通过发射 γ 光子到低激发态或基态的过程。通常激发态几乎瞬时地发射 γ 射线而跃迁到能量较低的态上，平均寿命能低到 10^{-10} — 10^{-12} 秒以下。可

是也存在一些激发态的 γ 跃迁几率很小，其半寿命可达百分之几秒到十几年不等，这就是所谓的同质异能态。有时称此种态的 γ 跃迁为同质异能跃迁。

一般的核反应或 α 、 β 衰变之后所产生的新核或子核大多处于激发态，所以在这些过程之后都伴有 γ 跃迁发生。通过对 γ 跃迁的研究可以了解原子核结构和原子核反应的许多重要性质。

γ 辐射 γ radiation

γ 射线 γ ray

γ 跃迁过程中所发射出来的射线，它是一种波长极短的电磁波，其波长范围大致在 10^{-13} 到 10^{-10} 米，比X射线更短，因此能量比X射线更大，有更强的穿透本领。工业上正是利用它的穿透本领来探测金属内部的结构。

γ 衰变时发射电磁波，当然也就是一种电磁辐射过程。它与一般的电磁辐射过程一样可作多极性展开，多极性用 L 表示。从经典来类比， L 极辐射是一个 2^L 极的多极子辐射的电磁场。例如 $L=1$ 即为一偶极场， $L=2$ 为四极场， $L=3$ 为八极场等等。从量子力学角度看，光子静止质量为0，自旋为 \hbar ，内禀宇称为 -1 ，螺旋度为 ± 1 （ $+1$ 表示自旋与动量平行， -1 表示二者反平行）。而光子的角动量 L （ ≥ 1 ）正好表示辐射场的多极性。

因 γ 辐射是由原子核的一个能级 $E_i(J_i^{\pi_i})$ 跃迁到另一个能级 $E_f(J_f^{\pi_f})$ 时发射出的光子，其角动量为 L ，宇称为 π ，能量为 E （见图1-7-11）。由能量、角动量和宇称守恒，我们得到：

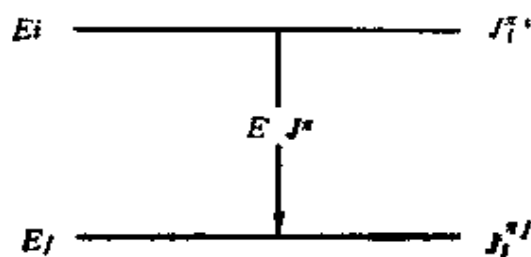


图 1-7-11

$$E = E_i - E_f$$

$$|J_i - J_f| \leq L \leq J_i + J_f$$

$$\pi = \frac{\pi_i}{\pi_f} = \begin{cases} (-1)^L & \text{当 } K = L \pm 1 \\ (-1)^{L+1} & \text{当 } K = L \end{cases}$$

这里 K 是设想光子具有的轨道角动量,所以光子的总宇称 π 应该是内禀宇称 (-1) 与相对宇称 $(-1)^K$ 之积,即 $\pi = (-1)^{K+1}$,这就是上面的结果。将 $\pi = (-1)^L$ 的跃迁称为电 2^L 极跃迁并记作 EL 跃迁,例如 $E2$ 跃迁表示电四极跃迁;将 $\pi = (-1)^{L+1}$ 的跃迁称为磁 2^L 极跃迁并记作 ML 跃迁,例如 $M1$ 跃迁表示磁偶极跃迁。

原则上 γ 辐射中可以出现各种允许的多极跃迁,但实际上因 L 相同的 EL 跃迁几率比 ML 的大许多,而 EL 跃迁却与 $M(L-1)$ 跃迁几率的数量级相同,所以在相同始末态之间的 γ 跃迁常常可能同时出现 $M1$ 与 $E2$,或 $M2$ 与 $E3$ 等,详见 γ 跃迁几率。

γ 跃迁几率 probability of γ transition

γ 跃迁也遵从指数衰变规律 $N(t) = N(0)e^{-\lambda t}$,将电 2^L 极跃迁及磁 2^L 极跃迁的衰变常数——单位时间内的跃迁几率分别记作 $\lambda_E(L)$ 和 $\lambda_M(L)$ 。由量子电动力学可以得到公式:

$$\lambda_E^{fi}(L) = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{k^{2L+1}}{\hbar} B_{fi}(EL)$$

$$\lambda_M^{fi}(L) = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{k^{2L+1}}{\hbar} B_{fi}(ML)$$

其中 $B_{fi}(EL)$ 和 $B_{fi}(ML)$ 分别称为电 2^L 极和磁 2^L 极跃迁的约化跃迁几率,它们与原子核角动量的取向和光子角动量的取向等几何因素无关,也与光子能量无直接关系,仅由原子核初末状态决定。式中 $k = \frac{\omega}{c}$ 为电磁波的波数,光子的能量为 $\hbar\omega$ 。指标 fi 表示由初态 i 到末态 f 的跃迁。

为了比较 EL 与 ML 跃迁以及不同 L 的跃迁之间几率的大小,

在一极粗糙近似下有：

$$B_{fi}(EL) \propto e^2 R^{2L}$$

$$B_{fi}(ML) \propto \left(-\frac{\hbar}{m_p c R} \right)^2 e^2 R^{2L}$$

这里 R 为核半径， m_p 为质子质量，由此可得：

$$\frac{\lambda_M(L)}{\lambda_E(L)} \approx \left(-\frac{\hbar}{m_p c R} \right)^2$$

$$\frac{\lambda_E(L+1)}{\lambda_E(L)} = \frac{\lambda_M(L+1)}{\lambda_M(L)} \approx (kR)^2$$

取光子能量为 1MeV ， $R \approx 10^{-12}$ 厘米，则有：

$$\frac{\lambda_M(L)}{\lambda_E(L)} \approx \frac{1}{2500},$$

$$\frac{\lambda_E(L+1)}{\lambda_E(L)} = \frac{\lambda_M(L+1)}{\lambda_M(L)} \approx \frac{1}{400}$$

可见 $\lambda_E(L+1)$ 与 $\lambda_M(L)$ 则是同量级的。

内转换 internal conversion

内转换是指原子核处于高激发状态时不是通过发射 γ 光子退激到低激发态或基态，而是通过原子核与核外电子的相互作用将激发能直接传给内层轨道电子（如 K 电子或 L 电子），这些电子在吸收了这部分能量之后就有可能克服轨道电子的结合能而发射出去，同时原子核跃迁到了低激发态或基态。此过程中所发出的电子就被称做内转换电子。由于核的退激发能和轨道电子的结合能都是一定的，而内转换电子的能量正好是二者之差，故也应是一定的，所以其能谱应是线状的。图 1-7-12 中的尖峰 (K, L, M)，就是 ^{137}Cs β 衰变到 ^{137}Ba 的激发态后发射内转换电子所至。内层电子发射后，外层电子将填补进去并发射 X 射线，这些 X 射线又可能将外层电子打出去，这种现象称之为俄歇 (Auger) 效应。这种电子称为俄歇电子，其能量很低。

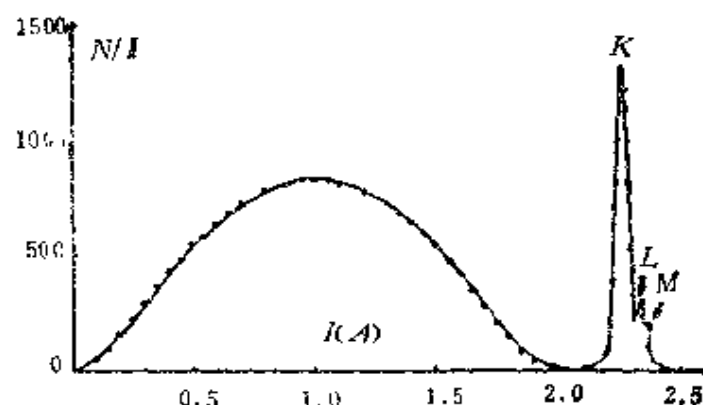


图 1-7-12

内转换系数 internal conversion coefficient

处于激发态的原子核跃迁至低激发态或基态既可通过发射 γ 光子也可通过内转换来实现，二者在单位时间内的跃迁几率分别记作 λ_γ 和 λ_e 。定义内转换系数为：

$$\alpha = \frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma} = \frac{N_e}{N_\gamma}$$

这里 N_e 与 N_γ 分别表示单位时间内所发射的内转换电子数和 γ 光子数。设单位时间内发射的 K 、 L 、 M 、……各壳层轨道的电子数分别为 N_K 、 N_L 、 N_M 、……，则有 $N_e = N_K + N_L + N_M + \dots$ 。还可分别定义各壳层的内转换系数：

$$\alpha_K = N_K/N_\gamma, \alpha_L = N_L/N_\gamma, \alpha_M = N_M/N_\gamma, \dots$$

则有 $\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots$ 。

另外称 K 壳电子与 L 壳电子的内转换系数之比为 K/L 比：

$$K/L = \frac{\alpha_K}{\alpha_L} = \frac{N_K}{N_L}$$

由于内转换系数 α 与 K/L 比与原子核状态函数的矩阵元无关，所以可以精确计算。将实验结果与这些理论值加以比较来确定原子核的能级之间的相对角动量和相对宇称是十分有效的。

γ 射线的角关联 angular correlation of γ rays

如果我们能固定处于激发态的原子核角动量的方向，我们就会发现在相对这个方向的不同角度上测得的 γ 射线的几率是不等的，即存在一个角分布。通常由于原子核的角动量是完全任意排列的，所以 γ 射线的几率是各向同性的。

要测 γ 射线的角分布最直接的方法是使原子核极化，使原子核的角动量整齐的排列在一定方向上，这要求具备相当复杂的技术设备。但是，还有一种方法，就是利用级联 γ 射线的测量来等地地完成此任务。

如图1-7-13所示为子核的三条能级 a 、 b 、 c 之间的 γ 跃迁，中

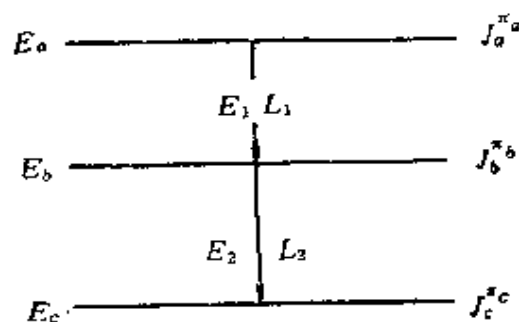


图 1-7-13

间态 b 的 γ 跃迁半衰期极短（比方说， $t_{1/2} < 10^{-14}$ 秒）。原子核处于 a 态时，发出 γ_1 光子（能量为 E_1 ）到 b 态后紧接着又放出 γ_2 光子（能量为 E_2 ）到 c 态，这就叫级联 γ 辐射。如果我们在任一固定的方向上测 γ_1 ，由于 γ 跃迁几率与原子核的角动量取向相关，所以此方向一定是角动量为某一取向的原子核发射 γ_1 的几率最大方向。反过来说，我们在此方向测得 γ_1 光子也就相当于选定了原子核的一定取向。与测 γ_1 的同时在不同角度上测 γ_2 ，用一套符合测量的方法可以保证所测得之 γ_2 就是所测得之 γ_1 的同一原子核的级联辐射。这样测得的 γ_2 的跃迁几率就是角度相关的了，这就是级联 γ 射线的角关联，或称 γ - γ 角关联或简称 γ 射线角关联。在实验中实际上测得的是 γ_1 与 γ_2 的符合计数率，记作 $W(\theta)$ ，称之为关

联函数。关联函数可以由理论算出，其公式为：

$$W(\theta) = \sum_L F_L(l_1 l_1 J_a J_b) F_L(l_2 l_2 J_c J_d) P_L(\cos\theta)$$

其中 $P_L(\cos\theta)$ 为 L 阶勒让德多项式，系数公式

$$F_L(l_1 J J_b) = (-1)^{J+J_b-1} (2l+1) [(2J+1)(2J_b+1)]^{1/2} \cdot$$

$$\langle l_1 l_1 -1 | L 0 \rangle \left\{ \begin{matrix} l_1 & l_1 & L \\ J_b & J_b & J \end{matrix} \right\}$$

其中 $\langle l_1 l_1 -1 | L 0 \rangle$ 和 $\left\{ \begin{matrix} l_1 & l_1 & L \\ J_b & J_b & J \end{matrix} \right\}$ 分别为 $C-G$ 系数和 $6-j$ 系数，可由 $3-j$ 、 $6j$ 系数表查得。将理论计算与实验加以比较可以用来确定 γ 辐射的多极性（定 l_1 和 l_2 ）以及原子核有关能级的角动量（定 J_a 、 J_b 、 J_c ）。

穆斯堡尔效应 Mössbauer effect

也称 γ 射线的无反冲共振吸收，是德国物理学家穆斯堡尔于 1958 年发现的。

我们可以用 ^{57}Fe 的 γ 发射和吸收作为例子来加以说明。如图 1-7-14 给出了 ^{57}Fe 的衰变纲图。由第一激发态 ($E_1 = 0.0144 \text{ MeV}$)

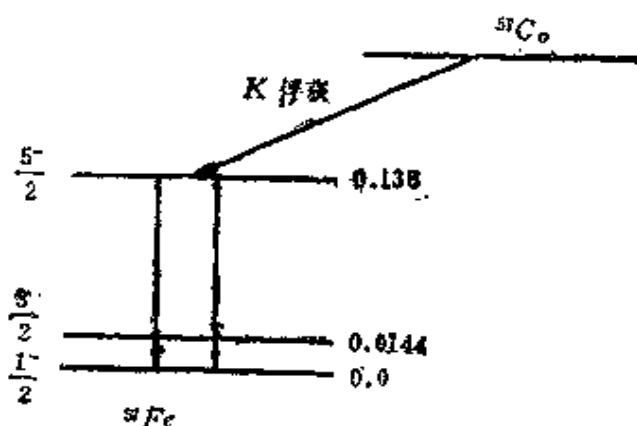


图 1-7-14

经 $M1$ 跃迁到基态，发射出 $E_\gamma \approx E_1 = 0.0144 \text{ MeV}$ 的 γ 射线。如果此 γ 射线打在另外的处于基态的 ^{57}Fe 原子核上，则因 γ 射线

的能量正好等于第一激发态的激发能，应能产生共振吸收，使 ^{57}Fe 激发到第一激发态。但这在一般情况下并不会发生，原因在于，当原子核发射 γ 光子时由于动量守恒，原子核有一反冲动量 $P_R = mv_R$ 应等于光子的动量 $\hbar k = \hbar\omega/c$ 。原子核相应的反冲能量为

$$E_R = \frac{1}{2}mv_R^2 = \frac{1}{2m}P_R^2 = \frac{\hbar^2\omega^2}{2mc^2}$$

对 ^{57}Fe 第一激发态发射 γ 到基态的反冲能量

$$E_R \approx 2 \times 10^{-3} \text{eV}$$

与 $E_\gamma \approx 14.4 \times 10^3 \text{eV}$ 相比的确很小，常常可以忽略。但在考查共振吸收时，它却是重要的。因为此光子打到原子核上被吸收时原子核也会有一同样大小的反冲能 E_R ，所以用来激发原子核的能量只有 $E_1 - 2E_R$ （一般情况应是始末二能级之差减去 $2E_R$ ，即 $E_f - E_i - 2E_R$ ）。即使考虑到原子核能级因测不准原理而存在一个宽度 Γ ，也就是说相应的发射出的 γ 射线能谱是以 $E_1 - E_R$ 为中心的一个分布，而吸收的 γ 射线也有一个以 $E_1 + E_R$ 为中心的谱分布，宽度皆为 Γ ，见图1-7-15所示。可见，只当 $\Gamma > E_R$ 时两个谱有一定重叠，激发则可能发生；而当 $\Gamma \ll E_R$ 时发射的光子的最高能量

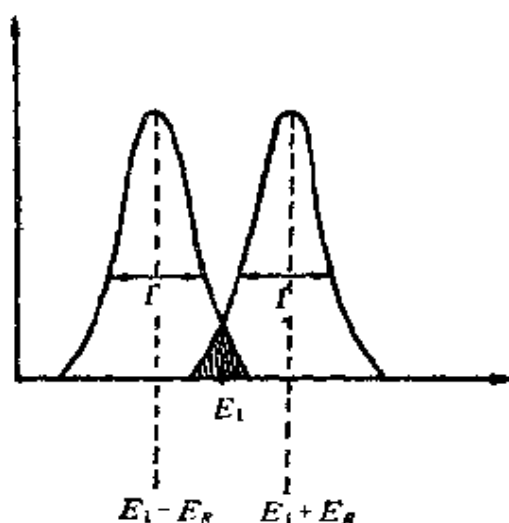


图 1-7-15

也远小于吸收谱的最低限，这时激发决不会发生。例如对 ^{57}Fe 来说，第一激态的半寿命 $t_{1/2} \approx 9.8 \times 10^{-8}$ 秒，并知

$$\lambda = \ln 2 / t_{1/2} = \Gamma / \hbar,$$

所以 $\Gamma = \hbar \ln 2 / t_{1/2} \approx 4.7 \times 10^{-9} \text{eV}$

$$\Gamma / E_R \approx 2.3 \times 10^{-9} \ll 1$$

因此，由于 E_R 的存在，共振吸收不可能产生。

如果设法使 E_R 减小，以致 $E_R < \Gamma$ ，则容易发生共振吸收。穆斯堡尔设计了一个减小 E_R 的好方法。他将所需原子核嵌入一晶体中，将它紧紧束缚在晶格上。当此原子核发射或吸收光子时不再是单个原子核发生反冲，而是整个晶体发生反冲，正像大炮埋在地球上一样。这时 $E_R = \frac{\hbar^2 \omega^2}{2Mc^2}$ 中 M 是晶体质量，这在实际上使 $E_R \approx 0$ ，因而就实现了 γ 光子的无反冲共振吸收，即所谓的穆斯堡尔效应。

利用无反冲发射的 γ 光子，能测量到能量的相对变化率为 Γ / E_1 的量级。例如对 ^{57}Fe ，

$$\Gamma / E_1 \approx 3 \times 10^{-13}.$$

所以可利用此效应来作极细微的能量变化的测量。例如测量由重力给光谱线带来的红移。穆斯堡尔效应的广泛应用，到20世纪80年代逐渐形成了一门专门学科——穆斯堡尔谱学。

放射性测年 radioactive dating

考古工作中用来测定古生物化石年代的一种方法。其主要根据是生物在活着的时候，由于新陈代谢而与外界环境保持代谢平衡，所以生物体中碳的各种天然同位素的含量应与环境（大气中）的含量相一致。大气中放射性碳（主要是 ^{14}C ）产生于宇宙射线对 ^{14}N 的辐照，而 ^{14}C 的半衰期又很长， $t_{1/2} = 5730$ 年，所以可建起平衡衰变，使 ^{14}C 的衰变率保持常数：

$$J_{^{14}\text{C}} = \lambda N(t) = \text{常数}$$

生物体中的 ^{14}C 含量也应保持不变。可是当生物死后，停止新陈代谢， ^{14}C 的含量不再增加，却因衰变而不断按指数律减小。只要根据现在生物体中 ^{14}C 的含量推断出古代的代谢环境下生物体中所含 ^{14}C 的含量作为 N_0 ，测出生物化石在经过时间为 t 的漫长岁月以后体内残存的碳-14的含量 $N(t)$ ，则可计算出化石的年代为：

$$t = \frac{1}{\lambda} [\ln N_0 - \ln N(t)]$$

例如若推知古代($t=0$)的衰变率为

$$J_{^{14}\text{C}} = \lambda N(0) = 12.5/\text{秒} \cdot \text{克}$$

则知 $N(0) = 3.26 \times 10^{12}/\text{克}$

又测得现在（距生物死时为 t 年）化石中 ^{14}C 的含量为

$$N(t) = 10^8/\text{克}$$

则有 $t = \frac{t_{1/2}}{\ln 2} \ln \frac{N(0)}{N(t)} \approx 12.4 \text{ 万年}$

当然，实际情况比这复杂得多，还必须考虑到各种因素的影响而引入各种修正。

第八章 核 力

核力 nuclear force

核力是指核子之间的相互作用力。这种相互作用力极其复杂，到现在为止，对核力的认识还不完全清楚。但是通过实验和理论的广泛研究，对核力的认识已积累了多方面的知识。

核子之间的相互作用力是一种短程的强相互作用，作用范围在 $F(=10^{-15}\text{m})$ 的量级上。这种强相互作用应在多种强子之间起作用，而且很可能是一种多体力。但是现在普遍认为核力主要是两体力，只在每两个核子之间起作用，而多体力是较小的；并且认为核力可以用一位势给出，它只与核子的运动自由度（位置、动量、角动量等）有关。因此，我们就可以将含有 A 个核子的原子核的哈密顿量写成：

$$H = T + V$$

$$\text{动能项} \quad T = - \sum_{i=1}^A \frac{\hbar^2}{2m_i} \nabla_i^2$$

$$\text{势能项} \quad V = \sum_{i<j}^A V_{ij} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^A \sum_{j \neq i}^A V_{ij}$$

其中 m_i 为第 i 个核子质量，势能项中第二个等式的 $\sum_{j \neq i}^A$ 表示对 $j =$

1到 A 求和但 j 不等于 i ， $\frac{1}{2}$ 的因子是因 $V_{ij} = V_{ji}$ 的重复求和所致。

这里 V_{ij} 就是通常所说的二体核势，或称二体核力。

二体核力 V_{12} 按上面的假设，应只与两个相互作用的核子的

位置 $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$, 动量 $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$ 和自旋 $\mathbf{s}_1 = \frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\sigma}_1, \mathbf{s}_2 = \frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\sigma}_2$ 有关。这里 $\boldsymbol{\sigma}$ 为泡利矩阵。由于两体运动可以分成质心运动和相对运动, 而对相互作用而言, 只需考虑二者的相对位置 \mathbf{r} 和相对动量 \mathbf{p} , 即只与相对运动有关。因此二体核力应具有如下的函数形式:

$$V_{12} = V(\mathbf{r}, \mathbf{p}, \boldsymbol{\sigma}_1, \boldsymbol{\sigma}_2)$$

通过一系列的实验研究, 例如对氘核的性质的研究, 对 neutron-proton 散射的研究, 对 proton-proton 散射的研究等, 了解到 V 所具有的一系列特性: ①含有中心力和非中心力, 中心力又包含交换力和非交换力; ②核力为短程强相互作用; ③具有电荷无关性; ④含有速度无关成份和速度相关成份, 速度相关的最低项为自旋-轨道耦合力; ⑤核力具有排斥心(上述各条特性将分条进行解释)。

关于核力主要是二体力的假设在许多实验中获得了成功, 但多体核力的作用, 特别是三体核力(由三个核子的运动自由度所决定)的影响也得到了实验的证实, 这仍需作进一步的研究。

关于核力的根本问题还在于对其本质的了解, 也就是关于强相互作用的了解。近些年来, 关于核力的夸克理论, 量子色动力学等理论的发展, 对核力的研究正在深入之中。

核力的力程和强度 range and strength of the nuclear force

从卢瑟福由 α 粒子散射发现原子核时就已知核力的作用范围(或称力程)在 10^{-13} 厘米(即 F —费米)的量级。在核子-核子的低能散射实验中发现 $n-p$ 散射的自旋三重态(以 t 标记)和自旋单态(以 s 标记)的有效力程分别为:

$$r_{0,t} = 1.749 \pm 0.008 F$$

$$r_{0,s} = 2.73 \pm 0.03 F$$

在许多散射实验中往往用一个简单的势阱 $V(r)$ 来表示相互作用的核力, 例如图 1-8-1 中给出了四种常用的势阱,

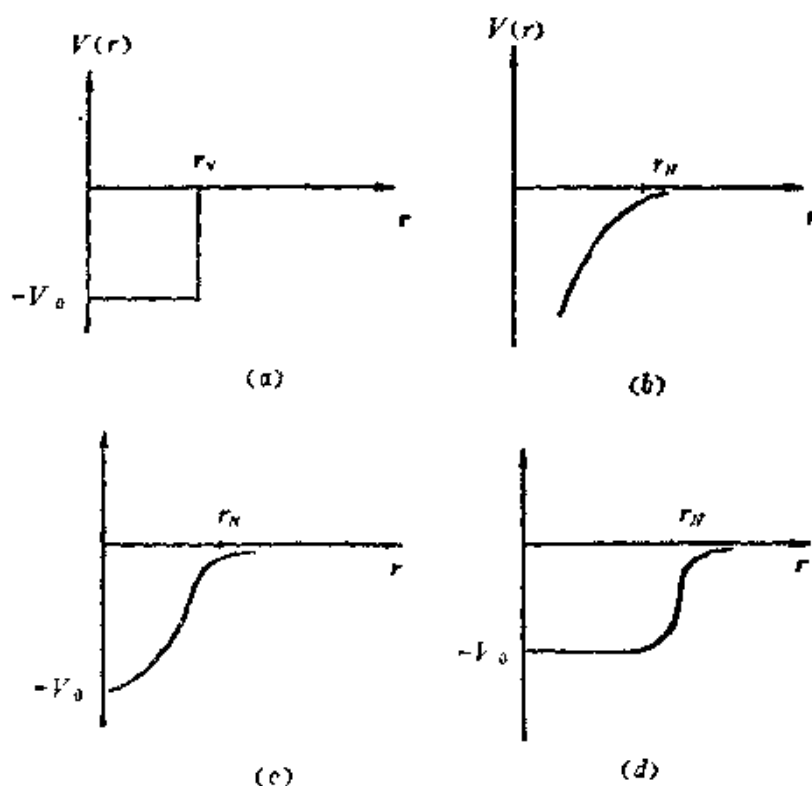


图 1-8-1

(a) 方势阱
$$V = \begin{cases} -V_0 & r < r_N \\ 0 & r > r_N \end{cases}$$

(b) 汤川势阱
$$V = -V_0 \frac{r_N}{r} e^{-r/r_N}$$

(c) 高斯势阱
$$V = -V_0 e^{-r^2/r_N^2}$$

(d) 伍兹—萨克森势阱
$$V = -\frac{V_0}{1 + e^{(r-r_N)/a}}$$

其中 r_N 即核力的力程， $V_0 > 0$ 称为核力的强度，或称势阱深度。例如在用方势阱时，对 $n-p$ 散射可取 $r_N = 2.8F$ ， $V_0 = 21\text{MeV}$ ，可是，若对氘核（即为 $n-p$ 的束缚态）则取 $r_N = 2F$ ， $V_0 = 36\text{MeV}$ 。

中心力和非中心力 central force and noncentral force

在氘核的实验数据中我们可以查到它的电四极矩 Q_d 和磁矩

μ_d 分别为:

$$Q_d = 2.875 \pm 0.020 \text{ emb}$$

$$\mu_d = 0.857406 \pm 0.000000 \mu_N$$

μ_N 为核磁子。这些数据告诉我们,二核子相互作用的中心力是主要的,但也存在非中心力。这是因为,如果氘中两个核子的相互作用力完全是中心力,也就是说只与二者的距离 r 有关,而与 \mathbf{r} (位置矢量) 的取向无关。这时相对运动应具有确定的轨道角动量,角动量量子数应取 $l=0$, 或 1 , 或 $2, \dots$ 。实验测得氘的总角动量量子数 $J=1$, 所以最低态应是 $l=0$ (空间中心对称) 和 $S=1$ (二核子自旋平行) 的态。这时氘的磁矩应为 $\mu_n + \mu_p = 0.879 \mu_N$ 以及 $Q_d = 0$ 。由磁矩看此值与 μ_d 的实验值相差不多,说明了中心力是主要成份。可是磁矩的差 $\mu_n + \mu_p - \mu_d \approx 0.022 \mu_N$ 以及 $Q_d \neq 0$ 都明确表示了有 $l \neq 0$ 的成分存在,说明了非中心力的存在引起了不同轨道角动量的态的混合。考虑到宇称守恒,这时混入的态应是 $l=2$ 的。这一混入减小了磁矩而加大了四极矩。

非中心力的引入应与核势依赖于 \mathbf{r} 的取向有关。作最一般的考虑,应考虑到 \mathbf{r} 对自旋 σ_1, σ_2 的取向以及 σ_1 与 σ_2 之间的相对取向。所以核势应考虑含有 $\mathbf{r} \cdot \sigma_1$, $\mathbf{r} \cdot \sigma_2$ 和 $\sigma_1 \cdot \sigma_2$ 的函数项。又因 V_{12} 应是一标量,所以它在空间反射 ($\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$) 变化下应保持不变。由此可以把非中心力取成如下形式:

$$V_T = V_T(r) S_{12}$$

$$\begin{aligned} S_{12} &= \frac{3}{r^2} (\sigma_1 \cdot \mathbf{r}) (\sigma_2 \cdot \mathbf{r}) - \sigma_1 \cdot \sigma_2 \\ &= \frac{6}{r^2} (\mathbf{S} \cdot \mathbf{r})^2 - 2s^2 \end{aligned}$$

这里 $\mathbf{S} = \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2)$ 是以 \hbar 作单位的总自旋算符。此项力常称作张量力。显然此力是自旋相关的,对自旋平行的二核子来说 $S=1$, 二核子状态是三重态,这时的二体相互作用记作 3V , 其中应含

有张量力；对自旋反平行情况 $S=0$ ，为单态，这时的相互作用记作 1V ，因为这时有 $S_{12}\equiv 0$ ，所以 1V 中不含有张量力。

交换力 exchange force

二体核力的中心力部分可以写成

$$V_c(r) = V_w(r) + V_M(r)p' + V_B(r)p^\sigma + V_H(r)p^\pi$$

这四项分别被称为维格纳力 (Wigner force)、马约喇纳力 (Majorana force)、巴特勒特力 (Bartlett force) 和海森堡力 (Heisenberg force)。除维格纳力为一般中心力外其它三项全是交换力。 V_w 项为空间交换力， p' 为两核子的空间位置交换算符：

$$p'\phi(\mathbf{r}_1s_1, \mathbf{r}_2s_2) = \phi(\mathbf{r}_2s_1, \mathbf{r}_1s_2)。$$

V_B 项为自旋交换力， p^σ 为两核子的自旋交换算符：

$$p^\sigma\phi(\mathbf{r}_1s_1, \mathbf{r}_2s_2) = \phi(\mathbf{r}_1s_2, \mathbf{r}_2s_1)。$$

V_H 项为电荷交换力， p^π 为两核子的电荷交换算符：

$$p^\pi\phi(\mathbf{r}_1s_1, \mathbf{r}_2s_2) = \phi(\mathbf{r}_2s_2, \mathbf{r}_1s_1)。$$

显然这三个交换算符有如下关系：

$$p^\pi = p' \cdot p^\sigma$$

自旋交换算符可以写成

$$p^\sigma = \frac{1}{2}(1 + \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2)$$

电荷交换算符可以写成

$$p^\pi = -p' = -\frac{1}{2}(1 + \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2)$$

$\boldsymbol{\tau}_1$ 、 $\boldsymbol{\tau}_2$ 分别为二核子的同位旋算符， p' 为同位旋交换算符。由此可以把中心力表示成

$$V_c(r) = V_0(r) + V_\sigma(r)\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 + V_\tau(r)\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2 + V_{\sigma\tau}(r)(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2)(\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2)$$

另外还可以根据两相互作用核子的状态将中心力分成正、负宇称

单态和正、负宇称三态四项： ${}^1V^+(r)$, ${}^1V^-(r)$, ${}^3V^+(r)$ 和 ${}^3V^-(r)$ 。若引入投影算符 $\mathcal{D}(T, S)$ 则可写出：

$$V_e(r) = {}^1V^+(r)\mathcal{D}(T=1, S=0) + {}^1V^-(r)\mathcal{D}(T=0, S=0) \\ + {}^3V^+(r)\mathcal{D}(T=1, S=1) + {}^3V^-(r)\mathcal{D}(T=0, S=1)$$

投影算符 $\mathcal{D}(T=1, S=0)$ 作用在正宇称单态(即两核子的总同位旋 $T=1$, 总自旋为 $S=0$, 相对运动角动量 $L=$ 偶数的态)上为1, 作用在其它态上为零, 其余类推。再考虑到

$$p^\sigma = \frac{1}{2}(1 + \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2) = \begin{cases} +1 & \text{当 } S=1 \\ -1 & \text{当 } S=0 \end{cases}$$

$$p^\tau = \frac{1}{2}(1 + \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2) = \begin{cases} +1 & \text{当 } T=1 \\ -1 & \text{当 } T=0 \end{cases}$$

$$p^\tau = -p^\sigma p^\tau$$

我们可以求得三种不同表达式之间的关系：

$$V_w = V_0 - V_\sigma - V_\tau + V_{\sigma\tau}, \quad V_M = -4V_\sigma,$$

$$V_B = 2V_\sigma - 2V_{\sigma\tau}, \quad V_H = -2V_\tau + 2V_{\sigma\tau}$$

和

$${}^1V^+ = V_0 - 3V_\sigma + V_\tau - 3V_{\sigma\tau}, \quad {}^1V^- = V_0 - 3V_\sigma - 3V_\tau + 9V_{\sigma\tau}$$

$${}^3V^+ = V_0 + V_\sigma + V_\tau + V_{\sigma\tau}, \quad {}^3V^- = V_0 + V_\sigma - 3V_\tau - 3V_{\sigma\tau}$$

可见三种表达式完全等价。

交换力的存在是在高能核子-核子散射中发现的。在高能 $n-p$ 散射中, 当中子入射能量大于90 MeV之后向后散射(散射角 $\theta = 180^\circ$) 与向前散射($\theta = 0^\circ$)的微分截面差不多大, 当入射能到300 MeV以后, 向后散射截面反而大于向前散射的。这一现象用一般的中心力解释不了。因为这是一种大动量转移事件, 中子和质子在实验室坐标系中正碰, 中子将动量全部给质子后停下来, 质子向前, 到质心系中, 中子就是向后散射了。在一般中心力作用下这一事件的几率是很小的。可是引入电荷交换势之后, 使 $n-p$ 电荷互换, 向前的中子变成了质子, 不动的质子变成了中子, 在质心系中就看见了向后散射的中子。其它交换势有类似的现象。

核力的饱和性 saturation of nuclear force

也可以说是原子核中核物质的饱和性(saturation of nuclear matter)。首先核物质的密度几乎为一常数,这与核力的有限力程有关,使一个核子只与它周围的少数几个核子相互作用;另外原子核的总结合能大致与质量数 A 成比例(而不是像原子中电子的总结合能正比于 $Z^{2/3}$)这也是饱和性的反映。

核力表现出很强的吸引力,但如果只是吸引,必然会导致原子核的坍缩。核子的运动可以产生一部分抗衡作用,反对称态的交换力也贡献一部分排斥作用,但它们不足以抵挡这一坍缩。现在比较倾向的看法是核力含有一个很强的排斥心而阻止了坍缩。并且有人通过介子交换和夸克相互作用的理论给出了一些具排斥心的势(例如Born势)。这种在极短距离(约为 $0.5F$)内的强排斥作用与在稍远一些(以 $1.2F$ 为特征长度)的吸引作用相抗衡的结果,导致了核力的饱和性。

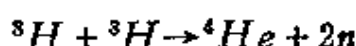
核力的电荷无关性 charge independence of nuclear force

二核子之间的相互作用力与二核子的带电情况近似无关,即 $n-n$, $n-p$, $p-p$ 间的核力近似相同。有时也把 $p-p$ 之间与 $n-n$ 之间的核力的近似相同称之为核力的电荷对称性。

核力电荷无关性的实验证据可以指出两个方面。一是低能核子-核子散射, $n-p$ 散射只有核力作用, 3V 与 1V 全起作用; $p-p$ 散射中包括库仑作用的贡献,设法扣除后,核力只有单态核力 1V 起作用,这是因为二个 p 是全同粒子,对低能散射, $l=0$,二个质子的自旋必须反平行,所以只有 $S=0$ 的单态;另外,不存在 $n-n$ 散射的直接实验结果,但可以通过其它的实验结果间接推算出来,例如:

$$n + d \rightarrow p + 2n$$

$$\pi^- + d \rightarrow n + n + \gamma$$



由散射实验可以得到在单态力 1V 作用下三种散射长度和有效力程:

散射类型	散射长度 (F)	有效力程 (F)
$n-p$	$a_s = -23.748 \pm 0.010$	$r_{0s} = 2.75 \pm 0.05$
$p-p$	$a_s = -17.91$	$r_{0s} = 2.82$
$n-n$	$a_s = -18.45 \pm 0.46$	$r_{0s} = 2.83 \pm 0.16$

可见有效力程十分接近, 散射长度差得较多, 但考虑到 a_s 对势阱深度非常敏感, 所以它们的核力差别并不算大。由于 $p-p$ 的结果中扣除了库仑作用的后果, 而这是与扣除方法有关的, 故无法给误差。

另外一个实验证据是同位旋多重态的相似性。例如镜核 ${}^{13}\text{N}$ 和 ${}^{13}\text{C}$, 为一同位旋双重态, 它们有极相似的能谱; 又如 ${}^{12}\text{B}$ 、 ${}^{12}\text{N}$ 的基态与 ${}^{12}\text{C}$ 的 15.11 MeV 的激发态构成一同位旋三重态, 三者能量几乎相等, 这都表明了核力的电荷无关性。

镜核 mirror nuclei

若在一个 $Z = N$ 的核 (例如 ${}^{12}\text{C}_6$) 上加入一个中子, 则构成奇 A 核 (${}^{13}\text{C}_7$), 若改加一个质子, 则构成另一奇 A 核 (${}^{13}\text{N}_6$)。这

样的两个质量数相等而电荷数互相差一的奇 A 核称之为镜核。除上例 ${}^{13}\text{C}_7$ 和 ${}^{13}\text{N}_6$ 之外, 还可再举二例: ${}^7\text{Li}_4$ 和 ${}^7\text{Be}_3$, ${}^{10}\text{O}_8$ 和 ${}^{10}\text{F}_7$, 它们都是镜核。

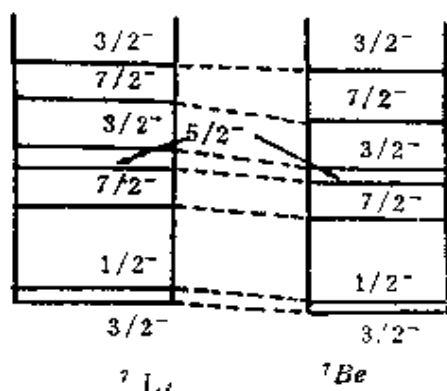


图 1-8-2

两个核中, $n-n$ 俩俩相互作用和 $p-p$ 俩俩相互作用的对数是不同

的。若 $n-n$ 之间和 $p-p$ 之间的核力不同则不可能呈现如此相同的能谱，所以镜核能谱的相似性极好地说明了核力的电荷对称性。

引入同位旋描述， ${}^7_3\text{Li}$ 与 ${}^7_4\text{Be}$ 皆是同位旋量子数 $T = \frac{1}{2}$ 的核，但第三分量分别为 $M_T = \frac{1}{2}$ 和 $-\frac{1}{2}$ ，所以它们构成一同位旋双重态。

同位旋相似态 isobaric analog states

原子核是一个重子体系，它具有一定的同位旋 T 。对一定的 T 同位旋第三分量 T_3 的量子数 M_T 可取 $2T + 1$ 个不同值，即可构成 $2T + 1$ 重的同位旋多重态，也就是电荷多重态（因这时 $M_T = Z - \frac{A}{2}$ ，在 A 一定时， M_T 的不同就是 Z 的不同）。实验上发现，具有相同 A ，相同自旋、宇称（ J^π ）和相同同位旋（ T ），仅仅是电荷（ Z ）也就是 M_T 不同的原子核状态具有相同能量，称这些同位旋多重态是同位旋相似态。

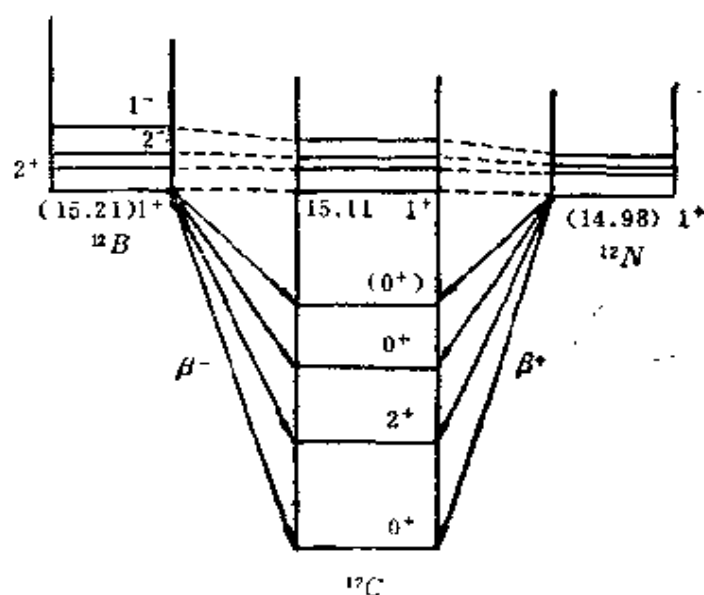


图 1-8-3

图1-8-3给出了同位旋相似态的一个例子。三个同质异位素 ^{12}B , $^{12}\text{C}^*$, ^{12}N 的同位旋都是1, M_T 分别为-1, 0, +1。 ^{12}B 和 ^{12}N 的基态以及 ^{12}C 的激发能为15.11MeV的激发态的自旋、宇称也都是 1^+ 。由实验资料上看到, 相对 ^{12}C 的基态, ^{12}B 的基态能量为15.21MeV, ^{12}C 的 1^+ 激发态能量为15.11MeV, ^{12}N 的基态为14.98MeV。如果扣去库仑作用的影响, 三条能级的简并性是很好的, 它们构成一组同位旋相似态。不同电荷状态的这种简并性极好的证明了核力的电荷无关性。

自旋—轨道耦合力 spin-orbit coupling force

在核力最普遍的考虑中, 它应与二核子的相对动量 \mathbf{p} 有关。在核子运动速度不是很高时, 可以只考虑它的一次项, 通过实验研究, 知道这个力就是所谓的自旋—轨道耦合力:

$$V_{LS} = V_{LS}(r) \mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$$

其中 $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$, $\mathbf{S} = \frac{\hbar}{2}(\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2)$, \mathbf{L} 为二核子系统在其质心坐标系中的轨道角动量算符, \mathbf{S} 为总自旋算符。

在 $n-p$ 散射中, 入射中子的自旋取向是随意的。可是在散射后中子束和质子反冲束的自旋有了一定程度的取向, 即自旋取不同方向 \mathbf{n} 的几率 P_n 不是各向同性的了。称 P_n 为 \mathbf{n} 方向的极化率。用中心力和张量力都无法解释这种极化现象, 只有引入了自旋轨道耦合力之后才可解释此现象。壳模型的成功也因考虑了它的存在。

在高能 $p-p$ 散射中, 对 $T=1$, $L=1$, $S=1$ 和 $J=0$ 的 3P_0 散射相移在实验室能量 $E_{LAB} \simeq 200\text{MeV}$ 处由正变负, 这一现象也只能引入自旋—轨道耦合力才能解释, 见图1-8-4 (a)。

核力的排斥心 repulsive core of nuclear force

核力是很强的吸引力, 为什么原子核能保持一定的大小, 有一定的近于常数的密度分布呢? 按说, 如果只存在吸引力, 原子

核应坍缩到核力的力程范围以内，所以早就断言了核内存在排斥作用。后来，从实验上发现这一排斥作用主要来源于核力具有一个排斥心。

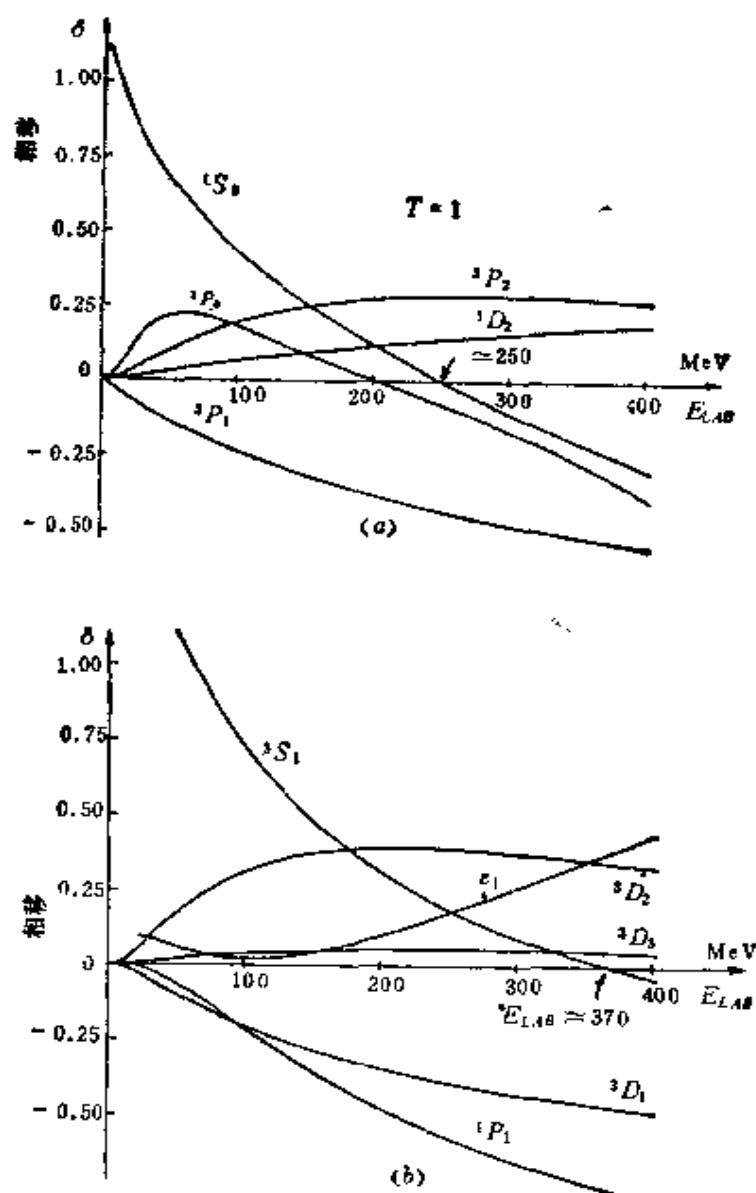


图 1-8-4

在核子—核子散射实验中，能量越高，二个核子越是靠近，能够反映小距离上的核子相互作用力。另外，在S波 ($L=0$) 的散射中正的相移是吸引力的后果，负的相移则是排斥力的作用。图1-8-4给出了中能核子—核子散射的相移。图 (a) 中 $T=1$ 的S

波单态 1S_0 ($L=0, S=0, J=0$) 的相移在 $E_{LAB} \approx 250\text{MeV}$ 处由正变负; 图 (b) 中 $T=0$ 的 S 波三态 3S_1 ($L=0, S=1, J=1$) 的相移在 $E_{LAB} \approx 370\text{MeV}$ 处由正变负。这都反映了核力排斥心的存在。并由此可推算出当核子间距离在 $0.4F$ 左右时核力就变成排斥力了。

关于核力的排斥心现在还认识得不十分清楚, 所以在处理那些不涉及近距相互作用问题时仍用常用的不含排斥心的二体核力或平均位势。若必须考虑近距作用, 也只是引入一些唯象形式来加以研究。其中有所谓硬心势, 核力在 r_c 处趋于 $+\infty$, 例如瑞得 (Reid) 硬心势, $r_c \sim 0.4F$, 其外吸引势深达 -600MeV ; 又例如哈马德—约翰斯顿 (Hammad-Johnston) 势, $r_c \sim 0.5F$, 吸引势深度接近 -1000MeV 。另外也有的利用所谓软心势, 例如瑞得软心势, 使排斥心依 $\frac{1}{r}$ 较缓的趋向 $+\infty$, 这时吸引势深度只约 -100MeV 。以上各种唯象势在图1-8-5中给出了它们在偶宇称单态 (1S_0) 和两个 P 波三态 ($^3P_0, ^3P_1$) 下的图像。

唯象核力 phenomenological nuclear force

从实验分析来推断核力的性质和可能的形式这就构成所谓的唯象核力, 一般包括

$$V_{12} = V_c(r) + V_T(r)S_{12} + V_{LS}(r)L \cdot S + V_{LL}(r)L_{12}$$

其中 $V_c(r)$ 为中心力, $V_T(r)$ 为张量力, $V_{LS}(r)$ 为自旋—轨道耦合力, $V_{LL}(r)$ 为二级自旋—轨道耦合力。

$$S_{12} = \frac{3}{r^2}(\sigma_1 \cdot r)(\sigma_2 \cdot r) - \sigma_1 \cdot \sigma_2$$

$$L_{12} = (\sigma_1 \cdot \sigma_2)L^2 - \frac{1}{2}[(\sigma_1 \cdot L)(\sigma_2 \cdot L) + (\sigma_2 \cdot L)(\sigma_1 \cdot L)]$$

四个径向函数 $V_c(r)$ 、 $V_T(r)$ 、 $V_{LS}(r)$ 和 $V_{LL}(r)$ 都含有排斥心, 具体形式虽有一定的理论和实验的限制但不能完全确定。所以,

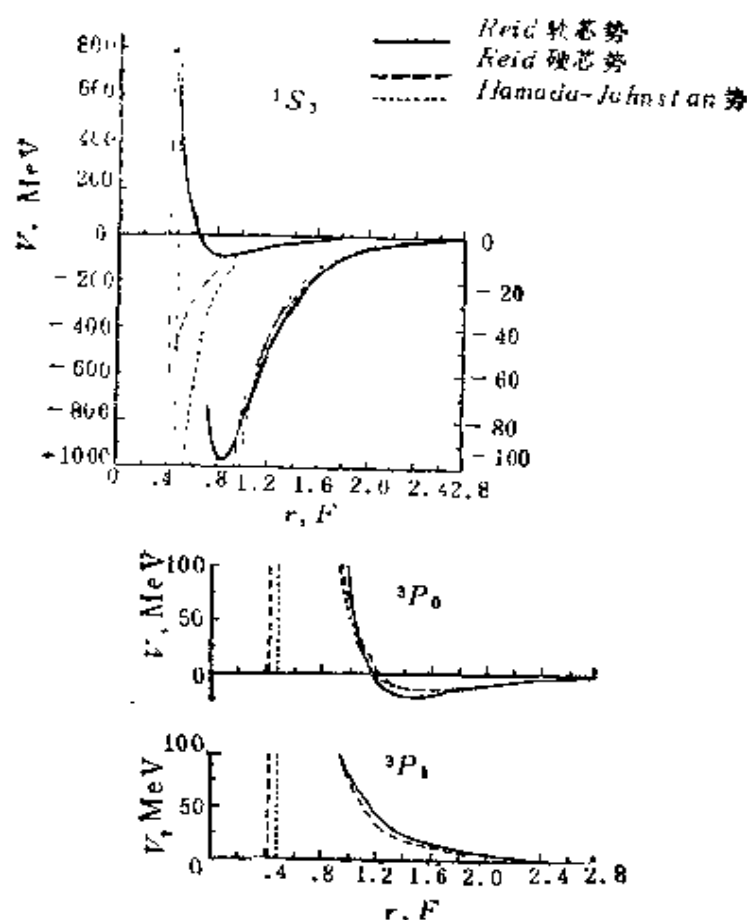


图 1-8-5

从不同的实验依据和理论假设出发会有很不同的形式，而且为了解释更多的实验，含有许多可调参数。比较成功和较为实用的势有如Skyrme势、Reid势、Hamada-Johnston 势等。下面给出Hamada-Johnston 势作为例子：

$$V_C = v_0(\tau_1 \cdot \tau_2)(\sigma_1 \cdot \sigma_2)Y(x)[1 + a_c Y(x) + b_c Y^2(x)],$$

$$V_T = v_0(\tau_1 \cdot \tau_2)(\sigma_1 \cdot \sigma_2)Z(x)[1 + a_T Y(x) + b_T Y^2(x)],$$

$$V_{LS} = g_{LS} v_0 Y^2(x)[1 + b_{LS} Y(x)]$$

$$V_{LL} = g_{LL} v_0 \frac{Z(x)}{x^2} [1 + a_{LL} Y(x) + b_{LL} Y^2(x)]$$

$$v_0 = 3.65 \text{ MeV}$$

$$x = \frac{r}{k_\pi} \approx 1.43 F, \quad k_\pi \text{ 为 } \pi \text{ 介子的康普顿波长,}$$

$$Y(x) = \frac{1}{x} e^{-x}, \quad \text{当 } r \geq r_c \text{ 时,}$$

$$Z(x) = \left(1 + \frac{3}{x} + \frac{3}{x^2}\right) Y(x), \quad \text{当 } r \geq r_c \text{ 时,}$$

$$V_c, V_T, V_{LS}, V_{LL} \longrightarrow \infty, \quad \text{当 } r < r_c \text{ 时,}$$

$$r_c = 0.4855F \quad (\text{硬芯势半径}).$$

在表1-8-1中给出了另外的28个参数值, 在表1-8-2中给出了 $r = r_c$ 处各位势的大小。

表1-8-1 Hamada-Johnston位势参数

	偶宇称单态	偶宇称三重态	奇宇称单态	奇宇称三重态
a_c	8.7	6.0	-8.0	-9.07
b_c	10.6	-1.0	12.0	3.48
a_T	—	-0.5	—	-1.29
b_T	—	0.2	—	0.55
g_{LS}	—	2.77	—	7.36
b_{LS}	—	-0.1	—	-7.1
g_{LL}	-0.033	0.10	-0.10	-0.033
a_{LL}	0.2	1.8	2.0	-7.3
b_{LL}	-0.2	-0.4	6.0	6.9

表1-8-2 位势的数值

	位 势 (MeV)			
	V_c	V_T	V_{LS}	V_{LL}
偶宇称单态	-1460	—	—	-42
偶宇称三重态	-207	-642	34	668
奇宇称单态	2371	—	—	-6683
奇宇称三重态	-23	173	-1570	-1087

在 $r = r_c = 0.49F$ 处的Hamada-Johnston位势的数值

单 π 交换势 one pion exchange potential

简写为OPEP。核力的介子理论最早是由日本科学家汤川秀树(Yukawa)在1935年提出的。他根据两个电子之间的库仑相互作用(电磁相互作用)是通过交换光子而产生的,因此推想两个核子之间的强相互作用应由交换介子而产生。并由库仑势的单光子交换图像提出了核势也只交换一个介子的图像。

核力的介子交换图像中的介子后来发现为 π 介子,其质量约为 $138\text{MeV}/c^2$ ($m_{\pi^+}c^2 = 139.576\text{MeV}$, $m_{\pi^-}c^2 = 134.972\text{MeV}$)。两个核子交换一个 π 介子的作用范围应是 π 介子的康普顿波长 λ_π 的量级。而知

$$\lambda_\pi = \frac{\hbar}{m_\pi c} \simeq 1.43F$$

另外,从交换一个 π 介子看核子的能量变化

$$\Delta E \simeq m_\pi c^2 \simeq 138\text{MeV},$$

则中间态所持续的时间可由测不准关系得到

$$\Delta t \simeq \frac{\hbar}{\Delta E} \simeq \frac{\hbar}{m_\pi c^2} \simeq 4.77 \times 10^{-24}\text{s}$$

π 介子所走的距离也只可能在 $\Delta t \cdot c = \hbar/m_\pi c = \lambda_\pi$ 的量级上。如果交换的是 n 个 π 介子,则这时 $\Delta E = nm_\pi c^2$,交换 π 的距离,即核力的力程的量级应为 $\frac{\lambda_\pi}{n}$ 。可见,在较大距离处的核力(所谓周缘相互作用,距离 $r \simeq 3F$),显然是由单 π 交换决定的。

π 介子的同位旋 $T=1$,有三个不同电荷态, π^0 , π^+ , π^- 。当交换 π^0 时,产生的是“非交换力”,当交换 π^\pm 时,则产生“交换力”。交换 π 介子也可产生张量力。在较大距离下单 π 交换势有如下形式:

$$V = \frac{1}{3} \frac{f_\pi^2}{\hbar c} m_\pi c^2 (\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2) \left[(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2) + \left(1 + \frac{3}{x} + \frac{3}{x^2} \right) S_{12} \right] \frac{1}{x} e^{-x}$$

其中 $x = \frac{r}{k_\pi} = \frac{r}{1.43F}$, $\frac{f^2}{\hbar c} = 0.081 \pm 0.002$,

$m_\pi c^2 \simeq 138 \text{ MeV}$ (为 π^0 , π^\pm 的平均值)。

单玻色子交换势 one boson exchange potential

简称 *OBEP*。在 *OPEP* 的基础上, 考虑两核子通过交换多个 π 介子而产生核力。由于 π 介子之间存在着强的关联, 所以可以把多 π 的交换过程看成是交换一个更重的介子——寿命更短的玻色子的过程。例如交换 σ 介子, 它的质量在 $400 \sim 700 \text{ MeV}/c^2$ 之间, 康普顿波长只有 k_π 的 $\frac{1}{3} \sim \frac{1}{5}$ 。它能给出近距离 ($1 \sim 3F$) 范围内的核力。主要是给出中心力和自旋—轨道耦合力。若进一步加入交换 ρ 、 ω 、 ϕ 等介子, 则可能得到排斥心附近核力的信息, 这些有待进一步地研究。

第九章 原子核结构

原子核结构 nuclear structure

原子核结构是在物质的下一个层次上，即在核子（中子和质子）以及还可能存在于原子核中的其它“基本”粒子（如 π 介子等）的层次上来研究原子核：研究它的各种组成粒子之间通过怎样的相互作用来构成原子核；核子在核力作用下如何运动；这些运动怎样决定了原子核的状态；在各种不同状态下的原子核会具有什么样的特性。

由于原子核中核子之间的相互作用力——核力并不完全清楚，所以至今还不能从根本上解决核子的受力、运动乃至核性质的所有问题。到现在为止，已经做到的是，按照不同的原子核所呈现的不同状态特性，结合对核力的一部分已有的知识，设想核内核子可能的受力情况和运动状态，从而提出了各种各样的原子核结构模型。每种模型是否成功，除了看它是否遵从已知的各种基本物理规律（例如各种对称性）之外，主要是受实验检验，看它是否能解释并且预言它所适用的对象的较多的实验数据。这就是为什么称它们为“唯象”模型的原因。较为成功的原子核结构模型可举出以下几种：液滴模型、费密气体模型、壳层模型、转动模型、振动模型、综合模型和相互作用玻色子模型等。虽然这些模型较为成功地解释了部分实验，反映了原子核的部分结构特性，但都有各自的局限性。

近些年来，由于粒子物理的发展，对核子、介子等基本粒子的结构有了比较清楚的认识，这就使对核力的研究有可能立于更

小的一个层次上。也就是说，可以通过夸克和胶子来研究核子以及核子—核子间的相互作用力。这可能使对原子核结构的研究大大向前推进一步。

核模型 nuclear model

即指原子核结构模型 (nuclear structure model)，见原子核结构。

原子核的液滴模型 liquid drop model of nucleus

这个模型是最早的原子核结构模型，它抓住了原子核的两个重要特性：一是核力的饱和性，这有点类似液体中分子力的饱和性；一是原子核密度近于常数 (~ 0.17 核子/ F^3)，核子数的增加只带来体积的增大，而密度保持不变，这有点类似液体的不可压缩性。由此就设想原子核类似于—不可压缩的液滴。

液滴模型的主要成就之一就是它给出了原子核结合能的基本公式。将原子核分成一个一个的自由核子，就像将液滴气化成一个一个的分子，所以原子核结合能的主要项应与核子数 A 成线性关系，因常数密度，所以也就与体积成正比，这就是体积能。处于核表面的核子与内部核子受力不同，这可类比于液滴的表面张力，而使结合能中含有一表面修正项。因是带电液滴，所以还包括一项库仑能。因所含中子和质子数不同而引入了对称能等等（详见结合能公式）。

利用液滴模型来分析原子核裂变也获得了很大的成功。因液滴的不可压缩性，所以液滴发生形变时体积不变而表面发生了变化，电荷分布发生了变化，这就引起了表面能 E_s 和库仑能 E_c 的变化。就液滴模型来说，球形原子核最稳定，此时结合能最大，势能最低。而球形时的表面能 E_{s0} 最小，库仑能 E_{c0} 最大。当形变发生时，表面能增大将使势能减小，反之库仑能减小将使势能增大。也就是说，表面张力起恢复力的作用，而库仑斥力起增大

形变的作用。据此引入可裂变度参量：

$$\alpha = \frac{E_{\text{库}}}{2E_{\text{表}}} = 0.02 \frac{Z^2}{A}$$

当 α 很小时，由于表面能大，对原子核的形变有大的抑制作用，核是稳定的； α 愈接近1，库仑斥力作用大，形变较易突破表面张力等设置的壁垒而发展下去，由球形→旋转椭球→哑铃型→断裂成两个小球；当 $\alpha \geq 1$ 时原子核对裂变是不稳定的，所以不存在这种原子核。

另外，液滴模型在研究原子核的振动、转动和巨共振等方面都起了相当大的作用。

费密气体模型 Fermi gas model

实验证实，在原子核内，核子的平均自由程大于核子间的平均距离而与原子核半径差不多大。这意味着核子在核内的运动差不多是相互独立的，核子间的相互作用可近似地看作一常数的平均场。又因核内核子密度除表面层外几乎为一常数，在初级近似下可以忽略表面效应的作用。由此得到关于原子核的一种近似图像：在原子核所在区域 Ω 内存在一均匀场，核子在其中作相互独立的运动，这类似于气体的分子运动，又因核子为费密子需遵从泡利原理等性质，故称之为费密气体模型。

最简单的费密气体模型是设原子核为一方盒子，其体积 $\Omega = L^3$ ，其内为含有 A 个核子的费密气体。这在量子力学中正好是一个三维无穷深方位阱的问题。此时核子的波函数为：

$$\psi = (r, m_r, m_r) = \left(\frac{2}{L}\right)^{3/2} \sin k_x x \cdot \sin k_y y \cdot \sin k_z z \cdot \chi_{\frac{1}{2} m_r} \cdot \xi_{\frac{1}{2} m_r}$$

其中 $k_i = \frac{\pi}{L} n_i$, $i = x, y, z$, $n_i = 1, 2, 3, \dots$ 。函数 $\chi_{\frac{1}{2} m_r}$ 和 $\xi_{\frac{1}{2} m_r}$ 分别表示该核子的自旋状态和同位旋状态。对一定自旋和同位旋的核子，动量 $(\hbar k)$ 处在 k 到 $k + dk$ 的八分之一球壳上（因 k_x 、

k_y, k_z 皆大于 0) 的状态数为:

$$dN = \frac{4\pi}{8} \left(\frac{L}{\pi} \right)^3 k^2 dk$$

总状态数当为 dN 从 0 到最大动量 k_f 的积分:

$$N = \int_0^{k_f} dN = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{L}{2\pi} \right)^3 k_f^3$$

再考虑自旋有向上、向下两种 ($m_s = \pm \frac{1}{2}$) 和同位旋有 $m_t = \pm \frac{1}{2}$ 两种 (质子、中子), 所以总状态应为 $4N$ 个, 按泡利原理, 每个状态上只能填一个核子, 所以对 A 个核子的原子核有:

$$A = 4N = \frac{2}{3\pi^2} L^3 k_f^3$$

由实验知核子密度为 $\rho = \frac{A}{L^3} = 0.17 F^{-3}$, 所以有

$$k_f \simeq 1.36 F^{-1}$$

相应的能量为

$$\epsilon_f = \frac{k_f^2 \hbar^2}{2m} \simeq 38 \text{ MeV}.$$

称 k_f (实为 $k_f \hbar$) 为费密动量, 称 ϵ_f 为费密能量。这是被束缚在基态原子核中核子可能具有的最大动量和最大能量。并可算得核子的平均动能

$$\begin{aligned} \bar{\epsilon} &= \frac{1}{N} \int_0^{k_f} \frac{\hbar^2 k^2}{2m} dN \\ &= \frac{3}{5} \epsilon_f \simeq 23 \text{ MeV} \end{aligned}$$

核能级密度 nuclear level density

原子核的能谱在低激发区一般较稀, 这是因为或者只是个别核子激发, 或者是集体运动激发, 都只有较少的运动状态存在。

可是当原子核处于高激发态时，大多数核子都活跃起来，作各自近似独立的运动，所以这时的原子核更像一团费密气体。因此，可以用费密气体模型来计算原子核的状态密度。其实，这是一个统计物理的问题，就是要计算一下将激发能 $E(= \epsilon_{\text{激发态}} - \epsilon_{\text{基态}})$ 分配给核子的所有可能方式，也就是说为了使原子核的总能量为 $\epsilon_{\text{激发态}}$ 每个核子的单粒子状态的所有可能组合方式。其结果为：

$$\rho(N, Z, E) = \frac{6^{1/4}}{12} \frac{g_0}{(g_0 E)^{5/4}} \exp \left[2 \left(\frac{\pi^2}{6} g_0 E \right)^{1/2} \right]$$

这是在 $N \approx Z$, $E \ll \epsilon_1 A^{1/3}$ (为了保证核是简并的费密气体), $E \gg \epsilon_1 A^{-1}$ (为了保证激发能远大于第一激发态的激发能) 时的近似结果。其中 $g_0 = g(\epsilon_1) \approx \frac{3}{2} \frac{A}{\epsilon_1}$ 为 ϵ_1 处的单核子能级密度。

常令

$$a = \frac{\pi^2}{6} g_0$$

称 a 为能级密度参数，这时有

$$\rho(N, Z, E) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{1}{a^{1/4} E^{5/4}} e^{1/\sqrt{aE}}$$

这就是通常所说的费密能级密度，其中参量 a 一般都是通过与实验的比较拟合出来的。

对具有确定角动量 I 和宇称 π 的能级密度为

$$\begin{aligned} \rho(N, Z, E, I, \pi) &= \frac{1}{48\sqrt{2}} \frac{2I+1}{a^{1/4} \sigma^3 E^{5/4}} \left[1 - \frac{I(I+1)}{2\sigma^2 \sqrt{aE}} \right]^{-1} \\ &\quad \times e^{1/\sqrt{aE}} \left[1 - \frac{I(I+1)}{2\sigma^2 \sqrt{aE}} \right]^{1/2} \\ &\approx \frac{1}{48\sqrt{2}} \frac{2I+1}{a^{1/4} \sigma^3 E^{5/4}} e^{1/\sqrt{aE} - \frac{I(I+1)}{2\sigma^2}} \end{aligned}$$

这里假设了不同宇称的几率各为 $\frac{1}{2}$ 。参量 σ 为自旋截断因子，有

公式,

$$\sigma^2 = t \mathcal{J}_{rig} / \hbar^2$$

t 为核温度, $t \approx \sqrt{\frac{E}{a}}$, \mathcal{J}_{rig} 为刚体近似下原子核的转动惯量。实用中常采用经验公式

$$\sigma^2 = 0.0888 \sqrt{aE} A^{2/3}$$

实用中常需考虑对能修正, 即在上面两个公式中凡出现激发能 E 的地方都用有效激发能 U 来代替, 而知

$$U = E - P$$

P 为对能修正, $P = P(N, Z)$, 有表可查。

对低激发区, 费密能级密度公式不适用, 现常采用所谓“常温型密度公式”, 对任意角动量和宇称有公式:

$$\rho(A, E) = \frac{1}{T} e^{(E - E_0)/T}$$

T 为核温度, E_0 为一参数, 取决于费密型和常温型交界点的激发能。

核温度 nuclear temperature

核温度常用两种定义。一是直接由核能级密度给出, 其定义为:

$$T^{-1} = \frac{\partial}{\partial E} \ln \rho(N, Z, E)$$

得

$$T^{-1} = \sqrt{\frac{a}{E}} - \frac{5}{4E}$$

或用有效激发能 $U = E - P$ 来代替激发能 E , 可得

$$T^{-1} = \sqrt{\frac{a}{U}} - \frac{5}{4U}$$

P 为对能。

另一种是原子核的热力学温度。由原子核的巨正则系综的配

分函数求得能量和熵的变化关系而求得核温度 t ，但不同作法会有不同的结果：

$$\text{Bohr的结果, } E = at^2, \text{ 即 } t^{-1} = \sqrt{\frac{a}{E}}$$

$$\text{Lang的结果, } E = at^2 - t, \text{ 即 } t^{-1} \simeq \sqrt{\frac{a}{E}} - \frac{1}{2E}$$

一般说总是 T 大于 t ，对轻核的低激发能处二者差别较大，对重核高激发能处，二者没明显差别。而核温度的概念只适用于统计性质较好的重核高激发能区域。例如在高能重离子碰撞中，核温度是个极有用的量。有时在轻核、低激发能区也用核温度的名称，这时“温度”的物理含义就不十分明确了。

幻数 magic numbers

在自然界存在的原子核中，当质子数或中子数为2、8、20、28、50、82和126时，这些核特别稳定，本身不具有放射性；在自然界中它们的丰度特别大，例如 ${}^8_2\text{O}_8$ 占99.76%，而 ${}^{17}_8\text{O}_9$ 和 ${}^{18}_8\text{O}_{10}$ 分别只占0.037%和0.204%，又如 ${}^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$ 占52.3%，另外丰度次之的 ${}^{208}_{82}\text{Pb}_{124}$ 也只23.6%；存在特别多的稳定同位素，例如 ${}_{20}\text{Ca}$ 有六种， ${}_{50}\text{Sn}$ 有十种；许多原子核的性质在这些核处存在突变（详见壳效应）。这些数称为幻数。称中子数或质子数为幻数的核为幻核，若中子数质子数皆为幻数则称为双幻核。幻数的存在是原子核壳层模型的重要实验基础。

原子核的壳层模型 shell model of nucleus

原子核具有幻数的现象很容易使人联想到原子的壳层结构，原子中电子数为2、10、18、36、54、86等数目时原子的化学性质特别稳定。那么原子核中原子数或中子数为2、8、20、28、50、82等数目时原子核的稳定性是否也表示某种壳层结构呢？类似原子的壳层模型，视核子在原子核的一平均势场中运动，例如

在球形无限深方位阱、三维谐振子势或经内插后的更接近实际的平均核势中运动，所求得的能级如图1-9-1(a)、(b)和(c)所示。图中能级用 nl 来标记， $n=1, 2, 3, \dots$ 为主量子数；角动量量子数 $l=0, 1, 2, 3, 4, \dots$ 依次序用符号 s, p, d, f, g, \dots 表示。按泡利原理在各能级上填充核子（分别填质子和中子），各能级上可填 $2(2l+1)$ 个核子（第一个因子2是自旋的两种取向，第二个因子 $(2l+1)$ 是轨道角动量的可能取向），各能级上所填核子的累积数为2、8、20、40等。可见只有头三个数与幻数一致。说明这一简单与原子的类比并不成功。

1949年迈尔和延森（M·G·Mayer和J·H·D·Jensen）在平均核势场中加入了自旋—轨道耦合势：

$$V_{LS} = V_{LS}(r) \mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$$

此势的加入使原来用 nl 表征的能级分裂成两条： $j = l + \frac{1}{2}$ （移向下）及 $j = l - \frac{1}{2}$ （移向上）， j 为总角动量量子数。分裂后的能级用 nlj 来标记，但 $l=0$ 的 $ns_{1/2}$ 能级并不分裂。其结果见图1-9-1(d)所示。由图中显然可见能级交叉重新排列之后，一些能级间隙较大，把能级分成了一个组一个组靠得较紧的组。当每个能级按泡利原理填满 $2j+1$ 个核子之后，每个组所填充的核子的累积数就正好是幻数。这就是原子核的壳层模型。“壳层”的含义在这里仅仅意味着平均场中加入了自旋—轨道耦合势之后引起了能级相对集中分成组而已，它与核子在分层的轨道上运动的经典含义毫无相同之处。

壳层效应 shell effects

或称壳效应。指由原子核的壳层结构所引起的原子核的性质在填满一个壳层前后发生的不连续性。择其要列举如下：

核子分离能在填满一个壳层之后明显下降。如图1-9-2(a)、

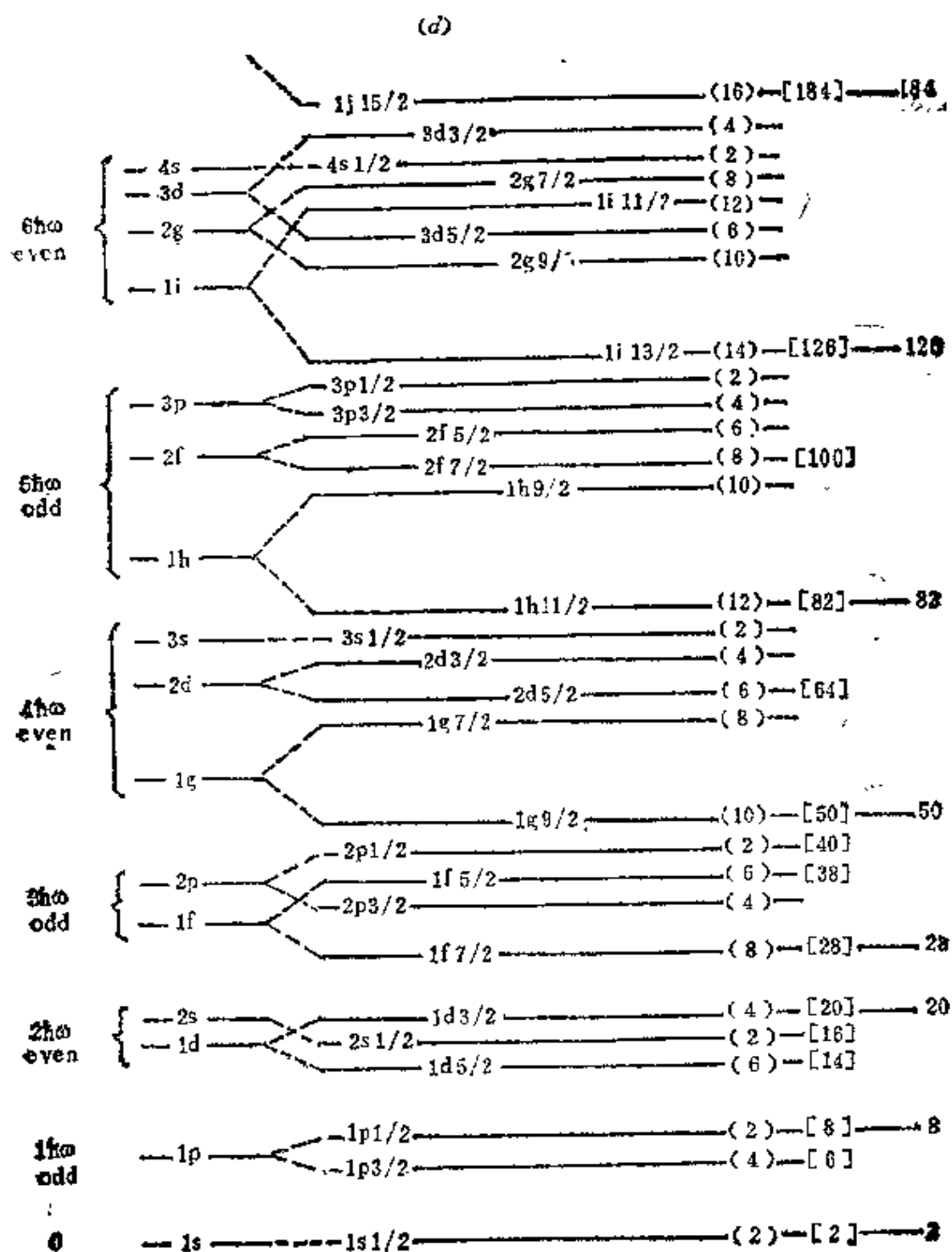


图 1-9-1

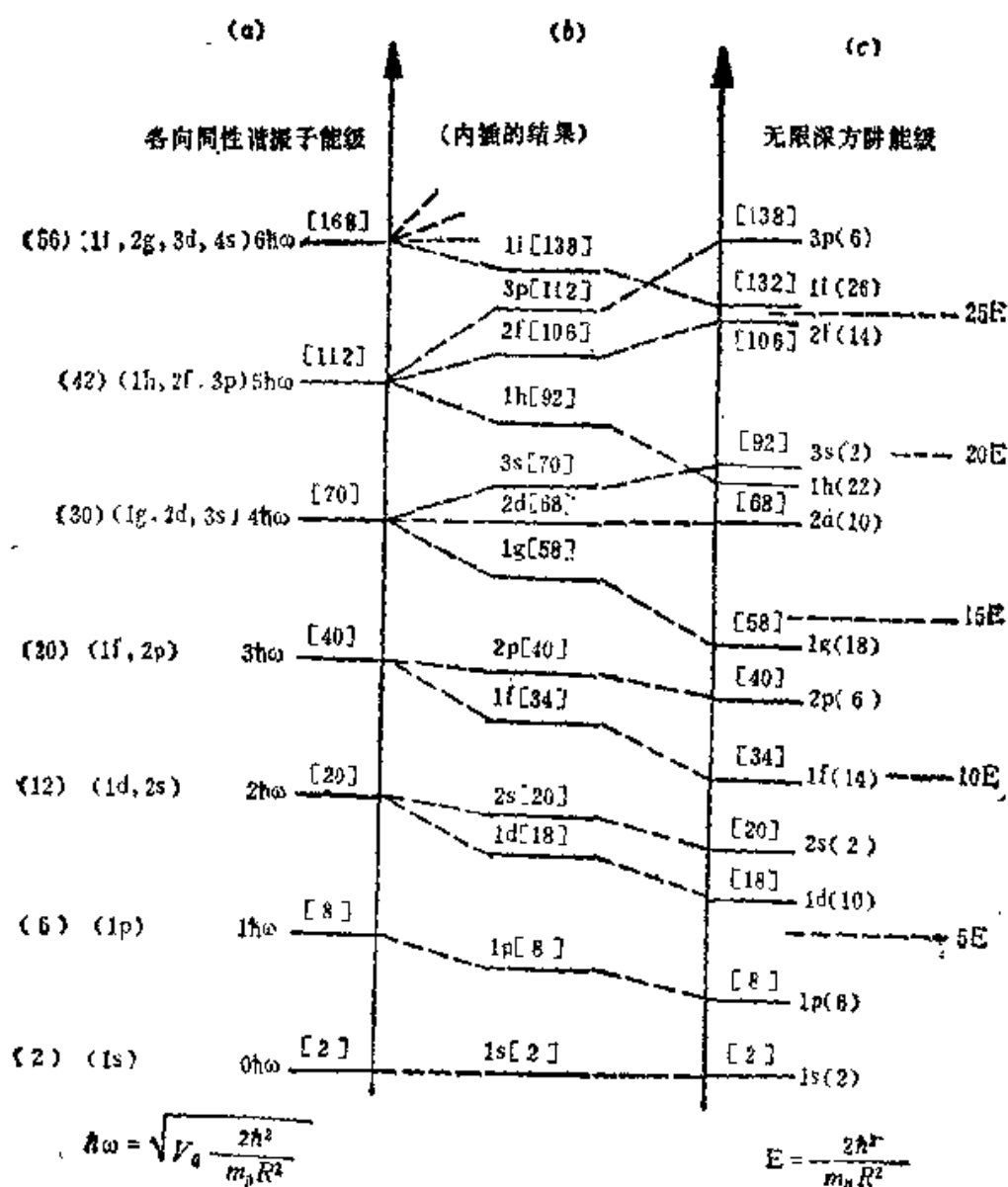


图 1-9-1

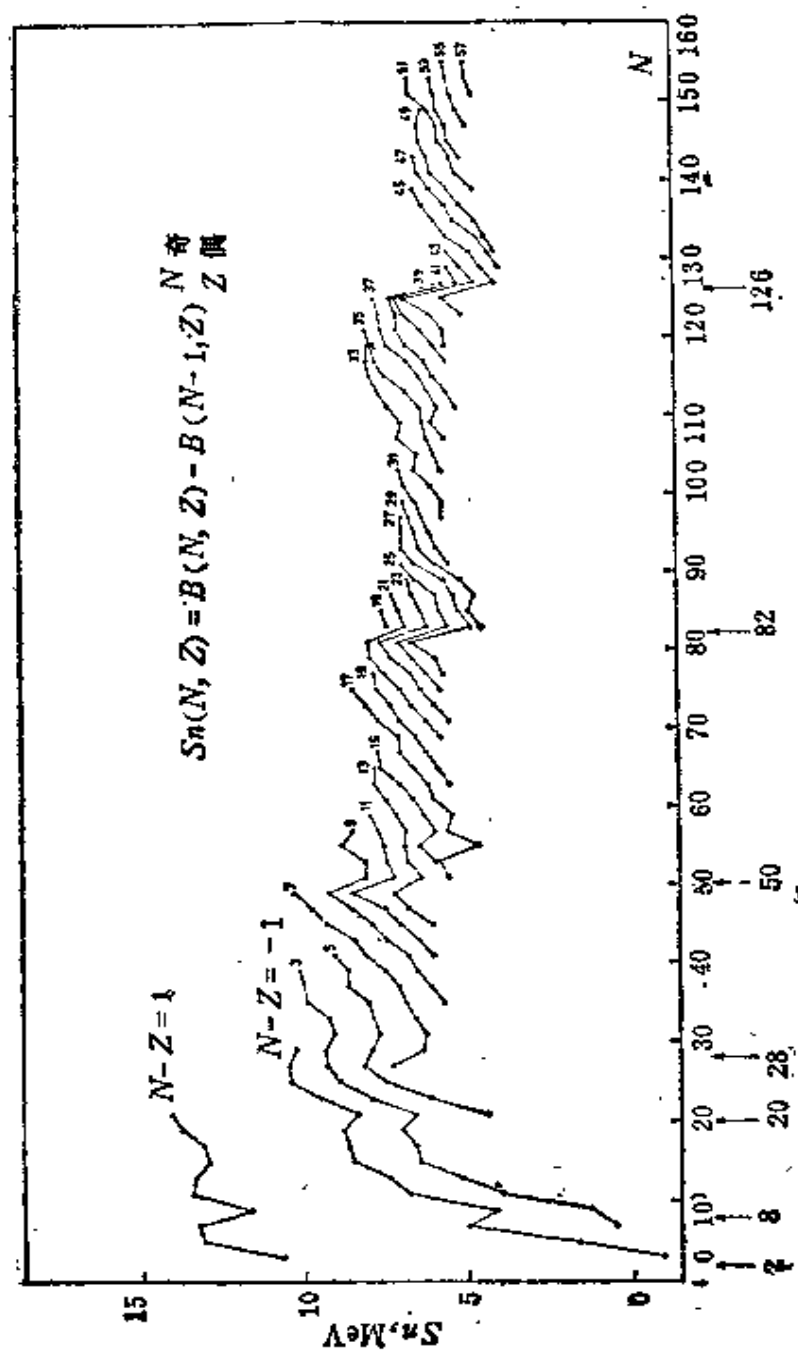


图 1-9-2(a)

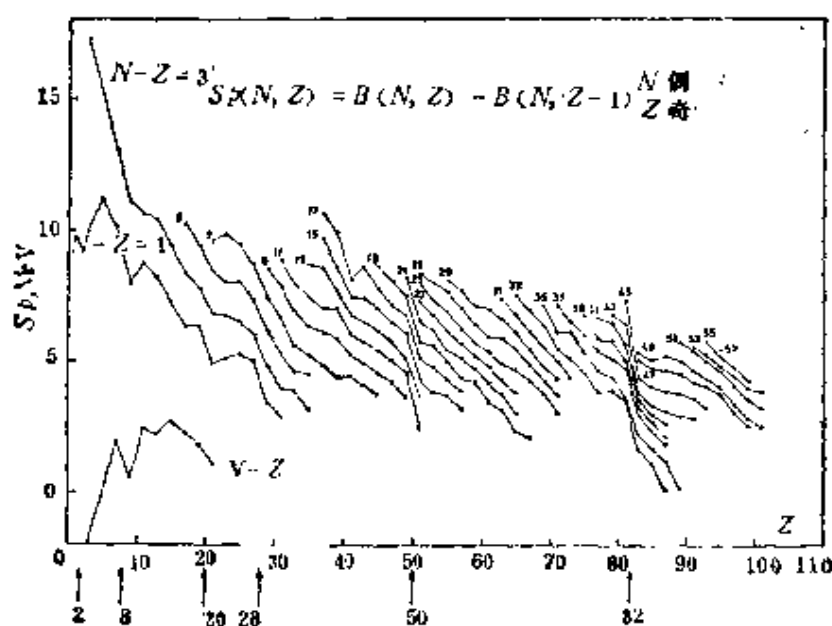


图 1-9-2 (b)

(b)分别给出了一个奇中子和一个奇质子的分离能:

$$S_n(N, Z) = B(N, Z) - B(N-1, Z)$$

$$S_p(N, Z) = B(N, Z) - B(N, Z-1)$$

(a)中N为奇, Z为偶, (b)中N为偶, Z为奇。从图中显然可见, 满壳层外多一个核子的分离能特别小。例如 $Z=51$, $N=62, 64, 66$ 的 $S_p(N, Z)$ 由于 $B(N, Z-1)$ 为满壳的结合能很大, 故使 $S_p(N, 51)$ 特别小, 反之 $S_p(N, 50)$ 却很大, 这就显出了壳效应。

偶偶核的第一激发态 (大多为 2^+ 态) 的能量在满壳核处明显呈极大, 如图1-9-3给出的Pb的偶偶同位素中 $^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$ 的第一激发态 (3^- 态) 高达2.61MeV (第一个 2^+ 态则高达4.07MeV), 其它各核的第一激发态 (全为 2^+ 态) 都在1MeV以下, 充分显示满壳核处的突变。

原子核能级密度呈明显的壳效应。在同一激发能附近, 接近满壳的原子核的能级密度比其它原子核的能级密度要小几个量级。图1-9-4给出了能级密度参数 α 随 A 的变化, 可见满壳处的 α

特别小，由费密气体能级密度公式可知这时能级密度是很小的。

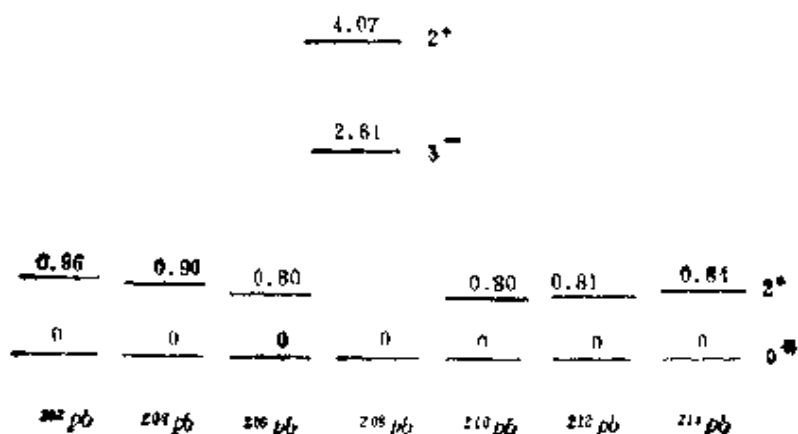


图 1-9-3

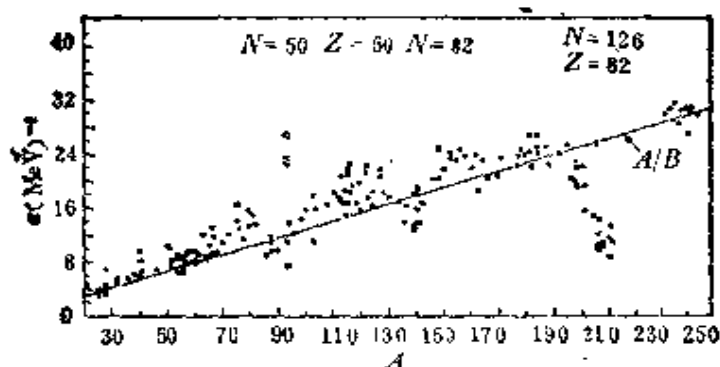


图 1-9-4

图1-9-5给出了 β 稳定核（无 β 衰变的核）的分布。可见， β 稳定线趋于沿着幻核的连线，且当 β 稳定线与质子满壳线相交时出现大量稳定同位素，当 β 稳定线与中子满壳线相交时出现大量稳定的同中子异荷素。

球形核 spherical nuclei

原子核的中子数和质子数都接近幻数时，从壳模型的观点看，中子和质子按能级填充正好填在满壳附近。此时中子和质子都差不多在一具有球对称的核势场中运动，电荷分布也接近球形。故称这类原子核为球型核。

■ $T/t > 10^3$ 年 (α 衰变)
 □ $T/t < 10^3$ 年 (β 衰变)

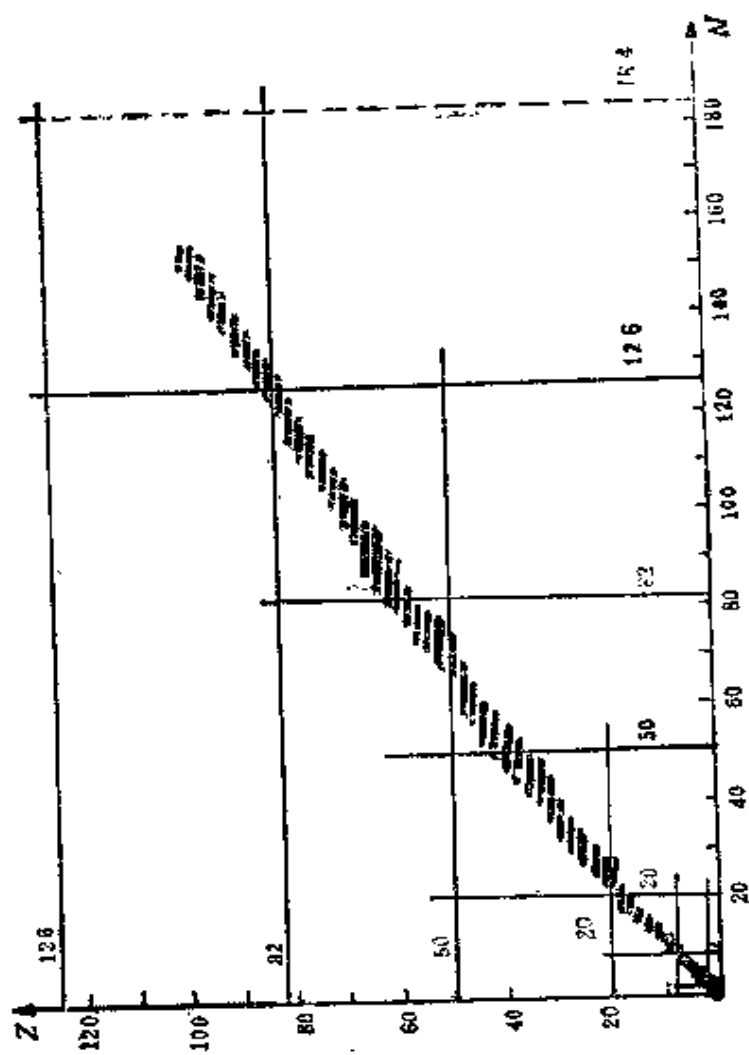


图1-9-5

超重核稳定岛 stable island of superheavy nuclei

在自然界存在的最重的双幻核为 $^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$ 。壳模型理论预言,质子的下一个满壳 $Z = 114$,中子的下一个满壳 $N = 184$ 。所以应有 $A = 298$ 的双幻核,估计其寿命为 10^{10} 年。在此双幻核附近应有一些原子核是稳定的。因这些核的质量远比现在已知的重核大,所以称之为超重核。又因在它们周围存在大片的不稳定核素,故而称它们为稳定岛。不少科学家正在进行研究,并希望能通过重离子的熔合反应等手段来制得这种超重稳定核素。超重稳定核素的合成是对原子核理论的一次严格检验,也必将对核物理、核化学、天体物理和原子物理等有关领域产生重大影响。

对关联 pair correlation

原子核的壳层模型视核子在一平均势场中运动,这一平均势并不代表核子在核内所受到的全部相互作用,往往把平均场之外的部分称为剩余相互作用。其中“对作用”或称“对力”是剩余相互作用中很重要的一部分。这部分引起了核子之间的一种关联效应,这就是对关联。在壳模型中核子状态用量子数 $nljm_j$ 来标记,如果两个质子(或两个中子)的状态 nlj 相同而总角动量的投影量子数 m_j 的符号正好相反,即一个质子处于 $nljm_j$ 状态,另一个质子处于 $nlj - m_j$ 状态,则两个质子在対力作用下更紧密地结合起来,构成 $J = 0$ 的态,而且使所有可能的 m_j 的这种对态混合起来,用量子力学的符号写出即为:

$$\sum_{m_j = -j}^j (-)^{j-m_j} a_{jm_j}^+ a_{j-m_j}^+$$

这就是所谓配对效应,或称之为对关联。考虑对关联后使偶偶核的基态比简单壳模型的基态能量大大减低了。二个原子核若中子数相同而质子数差一,填充到费密能级时一个是奇数,一个是偶数,实验给出偶数的一个的结合能比奇数的大了 Δ ,这正是对关

联的结果。这使得偶偶核比奇 A 核，奇 A 核比奇奇核更稳定。这也就是产生原子核奇偶质量差的原因。

对能 pair energy

由于对关联产生了奇偶质量差，使结合能中增加了一修正项：

$$B_p = \begin{cases} \Delta & \text{对偶偶核} \\ 0 & \text{对奇} A \text{核} \\ -\Delta & \text{对奇奇核} \end{cases}$$

这里 Δ 称为奇偶质量参数或称为对能。可以通过质子数 Z 为偶数的同位素的结合能的三阶差分给出中子的对能 Δ_n ，通过中子数 N 为偶数的同中子异位素的结合能的三阶差分给出质子的对能 Δ_p ：

$$\Delta_n = \frac{1}{4} [B(N-2, Z) - 3B(N-1, Z) + 3B(N, Z) - B(N+1, Z)]$$

$$= -\frac{1}{4} [S_n(N-1, Z) - 2S_n(N, Z) + S_n(N+1, Z)],$$

$$\Delta_p = \frac{1}{4} [B(N, Z-2) - 3B(N, Z-1) + 3B(N, Z)$$

$$- B(N, Z+1)]$$

$$= -\frac{1}{4} [S_p(N, Z-1) - 2S_p(N, Z) + S_p(N, Z+1)]$$

其中 S_n 和 S_p 分别为中子和质子的分离能。之所以用三阶差分是为了尽可能地消去其它因素的影响，只保留奇偶效应。图1-9-6(a)、(b)分别给出了由实验测得的结合能 B 算出的 Δ_n 和 Δ_p （黑点）。另外，图中也给出了一条经验曲线：

$$\Delta = 12A^{-1/2},$$

A 为质量数（常数12是个经验参数，也有的用11或11.5等数值）。此曲线与实验结果的趋势基本一致。实验点的起伏则是壳效应引起的。

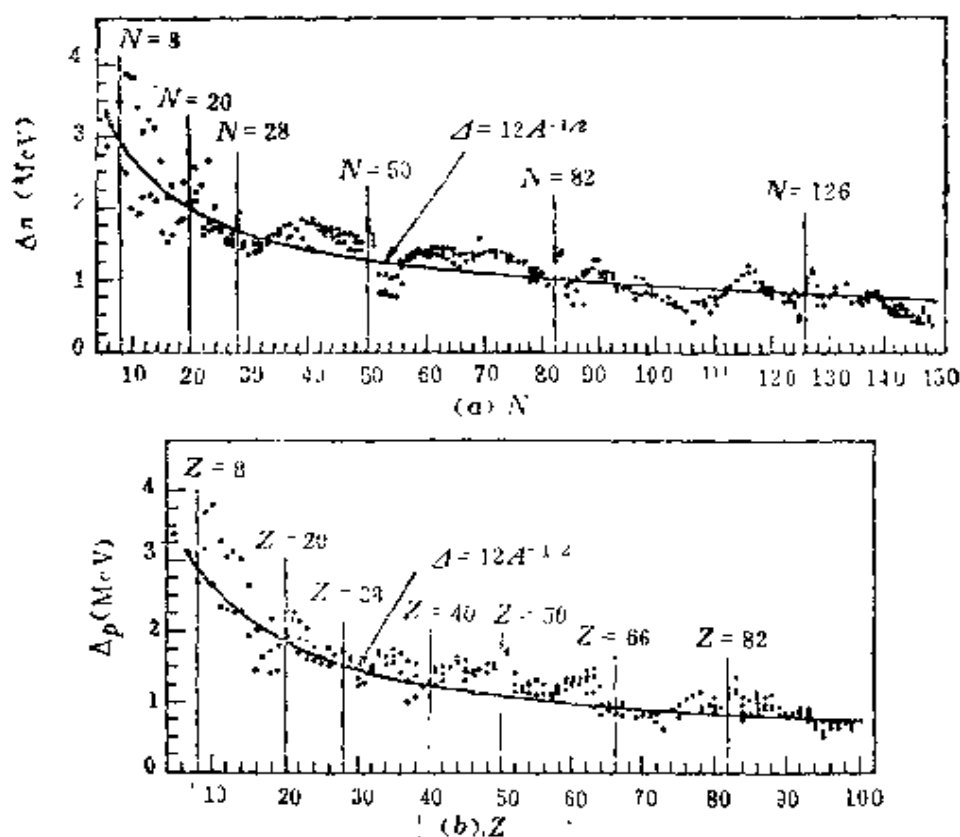


图 1-9-6

核结构的BCS理论 BCS theory of nuclear structure

BCS理论是巴丁—库珀—施里弗 (Bardeen-Cooper-Schrieffer) 理论的缩写。这一理论原来是用来处理金属超导电性质的，由于电子的配对作用使电子有一能量特别低的基态，使得基态与第一激发态之间存在一较大能隙，由此出发，成功地解释了超导现象。

原子核由于对力的作用使核子配对也出现了基态能量降低的现象。球形偶偶核的第一激发态比相邻奇 A 核的第一激发态高许多，如图1-9-7中 S_n 的偶偶核与奇 A 核第一非集体运动态的情形是显而易见的（为了便于比较，将基态画于同一水平上）。这就很像电子配对的情形，所以经常借用BCS理论来处理满壳外有少

数几个核子对或满壳内缺少几个核子对（这时称空穴对）的原子核。



图 1-9-7

该理论的基本思想就是考虑剩余相互作用（往往主要考虑对力）使原子核基态不再是壳模型的单一的基态组态，而是引起了组态的混合（见对关联）。在原来壳模型的基态中，费密面以下的能级全部填满，其上的能级则全部空着。考虑剩余相互作用之后则使每一条能级 k （代表全部量子数 nlj ）上有一定几率（ v_k^2 ）被占据，也有一定几率（ u_k^2 ）是空着的，但总几率当然是1；

$$u_k^2 + v_k^2 = 1$$

再在此基础上引入对拆散的概念，辛弱数（即不配对数）的概念等，这样就大大扩大了壳模型的应用范围。

原子核的组态 configuration of nucleus

在壳模型中，质子（记作 π ）和中子（记作 ν ）在各自的单粒子能级上由低到高地填充，每一种填充情况就构成原子核的一个组态。用 $(\nu nlj)^r$ 表示在 nlj 能级上填充了 r 个中子。所以可以将 ${}^7\text{Li}_4$ 的基态组态记作：

$$(\pi os1/2)^2(\pi op3/2)^1(\nu os1/2)^2(\nu op3/2)^2$$

这里采用了与原子物理相同的符号来表示轨道角动量 l ，即用 s 、 p 、 d 、 f 、 g 、 h ……分别表示 $l=0$ 、 1 、 2 、 3 、 4 、 5 ……。有时为了简单起见，往往把满壳略去而代之以符号 R_{π} 和 R_{ν} ，如上例可

以记作:

$$R_{\pi}(\pi n_{\pi} l_{\pi} j_{\pi})^{\pi} R_{\nu}(\nu n_{\nu} l_{\nu} j_{\nu})^{\nu}$$

对所有的基态组态都可以只给出原子和中子的最后一条能级上的填充情况:

$$R_{\pi}(\pi n_{\pi} l_{\pi} j_{\pi})^{\pi} R_{\nu}(\nu n_{\nu} l_{\nu} j_{\nu})^{\nu}$$

由泡利原理知 $r_{\pi} \leq 2j_{\pi} + 1$, $r_{\nu} \leq 2j_{\nu} + 1$ 。而对激发态的组态必须将所有未填满的能级一一列出。

当考虑剩余相互作用之后, 原子核的基态不再像上面给出的一个单一组态, 而是许多组态的混合。

偶偶核 even even nuclei

中子、质子数均为偶数的核。由于对关联, 它们的基态自旋和宇称 (J^{π}) 无一例外的都是 0^{+} 。第一激发态绝大多数都是 2^{+} , 它主要是集体运动的转动态或四极振动态, 但对双幻核满壳上有一对核子或一对空穴的情况, 第一激发态也可能是对激发或对拆散态, 这种态一般都比较高。

奇A核 odd A nuclei

中子和质子数 N 、 Z 中有一个为偶数, 另一个为奇数的核。若去掉那个奇数的核子, 则剩下一个偶偶核, 自旋宇称自然为 0^{+} , 所以加上一个核子后, 一般说来, 该核的基态自旋就是最后这个奇数核子的角动量 j , 其宇称就取决于最后这个奇核子的轨道角动量 l 的奇偶性, 即 $(-)^l$ 。但当考虑到对力的作用之后, 会带来一些变化。这是因为对能实际上是与角动量有关的 $\Delta(j)$, j 越大 $\Delta(j)$ 也越大。设两相邻能级 $j_2 > j_1$, $\epsilon_{j_2} > \epsilon_{j_1}$, 若二能级上的对能之差满足:

$$2(\epsilon_{j_2} - \epsilon_{j_1}) > \Delta(j_2) - \Delta(j_1) > \epsilon_{j_2} - \epsilon_{j_1}$$

则最后一对核子在 j_2 上配对的态将比在 j_1 上配对的态更低, 所以在这种情况下, 最后的奇核子将处在 j_1 上, 而不像简单壳模型那

样填在 j_2 上。图 1-9-8 中给出的 $^{51}\text{Ni}_{33}$ 的组态就是一个例子。图 (a) 中给出简单壳模型的中子组态：

$$R_+(v2p3/2)^1(v1f5/2)^1$$

此时核自旋宇称为 $5/2^-$ ；图 (b) 则是考虑对力以后的中子组态：

$$R_+(v2p3/2)^3(v1f5/2)^2$$

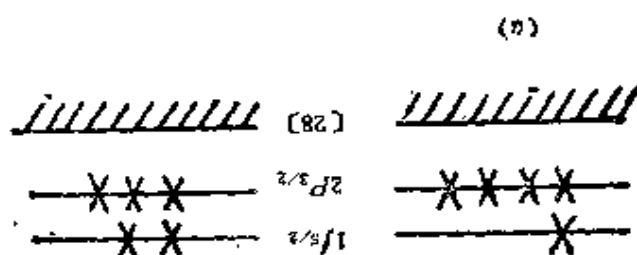


图 1-9-8

此时核的自旋宇称为 $3/2^-$ ，实验测得为 $3/2^-$ ，证明了对力的作用。

奇 A 核的激发谱一般比较复杂，但如果在满壳上只有一个核子或一个洞（满壳上缺一个核子）的情况则仍可用壳模型解释，详见单粒子（空穴）激发。

奇奇核 odd odd nuclei

中子和质子数皆为奇数的核。它们的基态自旋和宇称应由最后两个奇核子来决定。设奇中子所在能级为 $n_v l_v j_v$ ，奇质子所在能级为 $n_p l_p j_p$ 。原子核基态宇称就是 $(-)^{l_v + l_p}$ ，基态角动量的取值则比较复杂，但也存在一定的规则。主要是在基态时两个奇核子间存在自旋取向相平行的趋势，这就决定了角动量取值的 Nordheim 规则：① 强规则，若一个奇核子的自旋与轨道角动量平行 $(j_1 = l_1 + \frac{1}{2})$ ，而另一个为反平行 $(j_2 = l_2 - \frac{1}{2})$ ，这类核的

79%的基态中 j_1 与 j_2 将是反平行的（这样，自旋就是平行的），这时核基态自旋 $J = |j_1 - j_2|$ ；②弱规则，若两个奇核子的自旋与轨道角动量都是平行的 $\left(j_1 = l_1 + \frac{1}{2}, j_2 = l_2 + \frac{1}{2}\right)$ 或都是反平行的 $\left(j_1 = l_1 - \frac{1}{2}, j_2 = l_2 - \frac{1}{2}\right)$ ，这类核的41%的基态中 j_1 和 j_2 将是平行的（自旋也是平行的），这时核基态自旋 $J = j_1 + j_2$ 。

费密面 Fermi surface

壳模型中质子和中子分别在各自的单粒子能级上由低往高填充，所填充的最高能级 ε_p 和 ε_n 分别称为质子和中子的费密能级。在原子核处于基态时，在 ε_p 以下的能级全部被填满，在 ε_p 以上的能级全部空着，在这儿形成了一条界限。当原子核激发时，核子就从这个界限之下跃迁到这个界限之上，形象地称这个界限为费密面。

单粒子（空穴）激发态 excited states of single particle(hole)

奇 A 核的激发谱很复杂，一般无法用壳模型来解释。但对双满壳核外加一个核子或比双满壳少一个核子的奇 A 核，它们的较低的激发能级却能较好地用壳模型来加以解释。这类核具有一个极稳定的双满壳的核心，它很难被激发。在原子核被激发时，若能量较低，则只是双满壳核心之外的单个核子（中子或者质子）在费密面上的壳模型单粒子能级上激发，从而形成原子核的单粒子激发态；或者只是双满壳核心之内缺少一个核子的空位被费密面下更低能级上的核子激发上来而占据，形象地把这种空位称作一个空穴，低能级上核子向上跃迁占据空位，就相当于空穴的向下跃迁，从而形成原子核的单空穴激发态。以双幻核 $^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$ 为例， $^{207}_{82}\text{Pb}_{125}$ 为有一个中子空穴的原子核， $^{209}_{82}\text{Pb}_{127}$ 为满壳外多一个单中子的原子核。图1-9-9给出了它们的激发谱，并同时给出了在满壳

126 附近中子的单粒子谱示意图。显见，两个核的低激发谱皆为单粒子激发或单空穴激发谱。

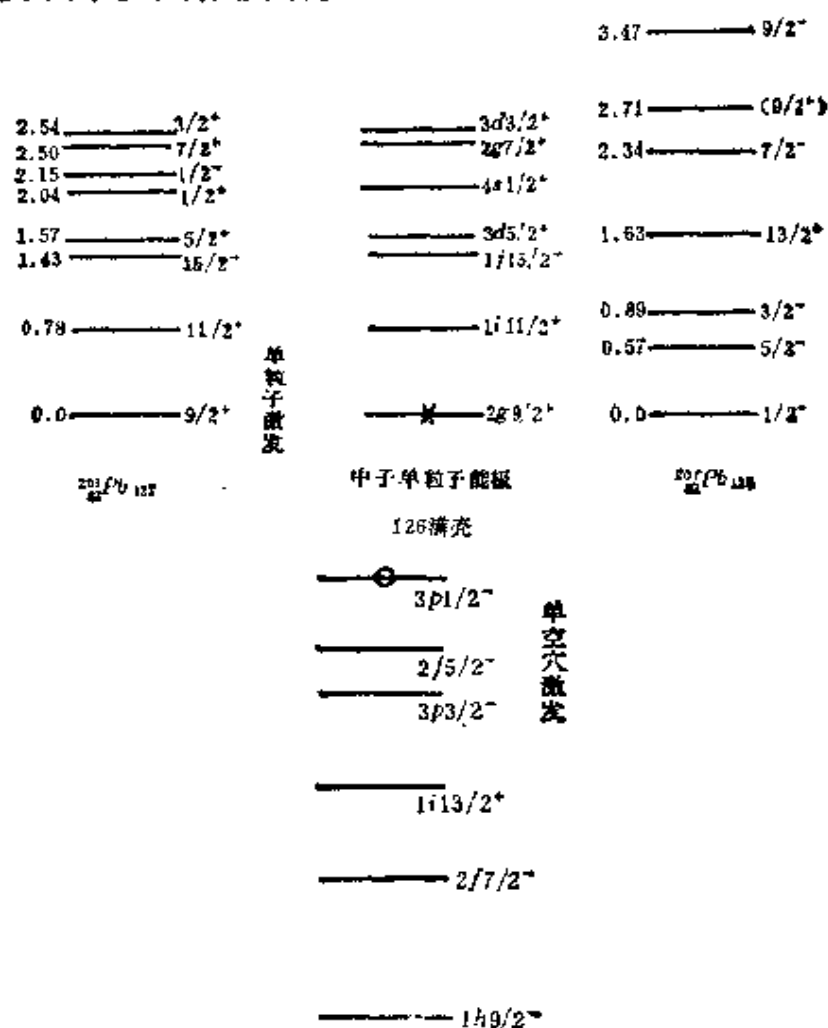


图 1-9-9

形变核 deformed nucleus

在原子核壳模型中得知，接近满壳的核是球形核。壳模型不适于两个满壳之间的核，这些核是形变核。形变核的质量分布、电荷分布都是各向异性的。由于电荷分布的非球对称性质，所以使形变核的电四极矩变得很大，这正是壳模型无法解释的现象。例如 $^{176}\text{Lu}_{104}$ 的电四极矩，壳模型给出为 $-25 \times 10^{-28} \text{cm}^2$ ，可实验测得约为 $560 \times 10^{-28} \text{cm}^2$ ，它们之间差了二十多倍，且符号也

不同，这正是形变造成的。

对形变核的描写往往在本体坐标中用球谐函数给出其表面形状，

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} a_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \right]$$

θ, φ 为本体坐标系中的方位角，展开系数 $a_{\lambda\mu}$ 称为形变参数。若所有 $a_{\lambda\mu}$ 都等于零，则

$$R(\theta, \varphi) = R_0 = \text{常数}$$

所以是球形核；若只有 $\lambda=2$ 的项，即有

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{\mu=-2}^2 a_{2\mu} Y_{2\mu}(\theta, \varphi) \right]$$

为四极形变核，是最重要的形变核，特别是当只有 $\mu=0$ 的项存在时，原子核为一旋转椭球；当 $\lambda=3$ 、4时分别为八极形变和十六极形变核，其余类推为 2^l 极形变核。

核心极化 polarization of the core

核心极化是原子核产生形变的主要原因。所谓核心是指核内的一个双满壳层部分，其独立存在时呈球形。当核心外有核子存在时，它们本身就使核子的分布偏离了球形对称。尤其是考虑到核心外的核子与核心内的核子存在相互作用，此作用将使核心发生畸变，这个畸变就被称为核心极化。核心外的核子愈多，核心极化也就愈强，原子核的形变也就愈厉害，可是核心内的核子之间的强相互作用总是尽可能使核心保持其球形对称性，当核心极化大到足以与核心内这种强的恢复力相平衡时，即可形成永久形变。在每两个满壳层中间的核，由于它们具有很大的核心极化，所以就有可能形成永久的固定形变，通常称这类核为大形变核。

原子核的集体运动 collective motion of nucleus

原子核是包含 A 个核子的多体系，当其中所含中子数 N 和质

子数 Z 都为幻数时原子核是球形的，其中的核子可看作在核平均势场中作独立粒子运动。当 N 、 Z 偏离满壳后，核子之间的关联越来越强，就出现了形变核的集体运动形态。存在两种不同的形变方式，相应也存在着两种集体运动形态。

一类核没有固定形变，围绕一平衡形态不断改变其表面形状，好似围绕其平衡形态作表面振动，如图1-9-10 (a) 所示，常把这类核称为振动核，它们分布在球形核附近。

另一类核由于大的核心极化产生了永久形变，具有较为稳定的形状，如图1-9-10 (b) 所示，常把这类核称为转动核或大形变核，其大致分布在 $9 \leq A \leq 14$, $19 \leq A \leq 25$, $155 \leq A \leq 185$ 和 $A \geq 225$ 的区域，常称这些区域为大形变区。

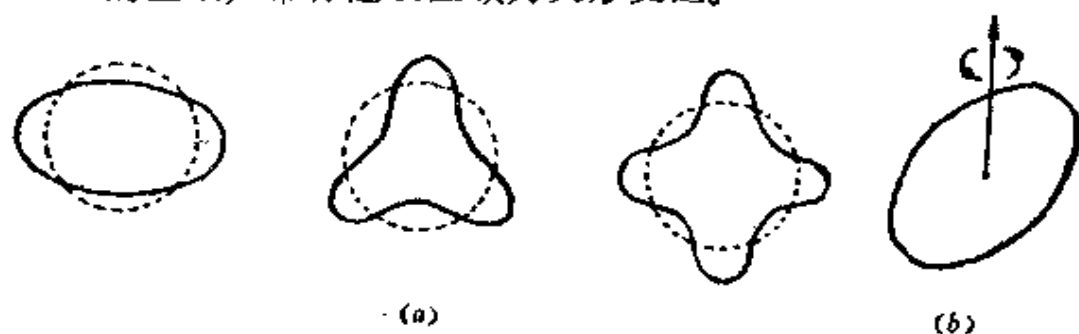


图 1-9-10

原子核的运动是十分复杂的，所谓单粒子运动，振动和转动只是对某些典型的核的某些状态而言，通常会看到一些中间运动形态。例如有单粒子与集体运动的耦合，有以变形核为平衡形态的振动等等。

原子核的集体转动

collective rotation of
nucleus

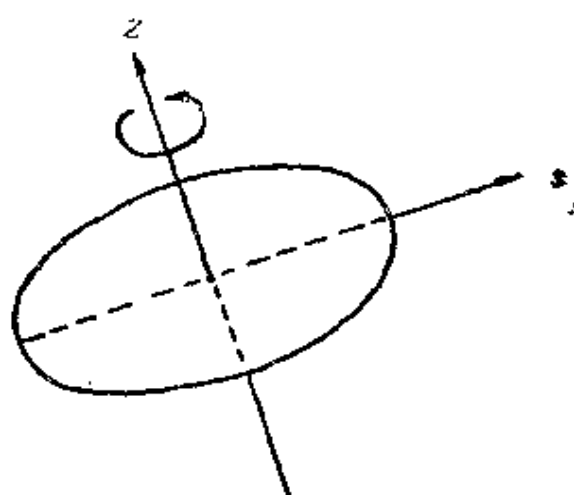


图 1-9-11

球形核的质量、电荷分布以及核势场都是球对称的，从量子力学观点看，这种球对称的体系是无转动可言的。对具有固定形变的核，通常假设其为一旋转对称的椭球，如图1-9-11所示。显然，对其旋转对称轴3来说并无集体转动可言，但当相对与旋转对称轴相垂直的任一轴运动时就出现了集体转动。其实，这时因为原子核有了固定形变，核内所存在的强相互作用势不再是球形对称的，势场在空间的取向不同势就不同，所以原子核的状态也就不同。这就是产生集体转动的原因。这种集体转动的速度远小于核子在核内的运动速度，因此常常可以将集体转动和在某一固定方向上（指对称轴固定在某一方向）的平均核势场中的单粒子运动分开来处理，这就是绝热近似的方法。然后再可以考虑两种运动的耦合问题。

形变参数 deformation parameter

形变核的表面形状一般为

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda=2}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \right]$$

其中 $\alpha_{\lambda\mu}$ 即形变参数。对大形变核往往假设它具有旋转椭球对称性，只含 $\lambda=2, \mu=0$ 的项

$$R(\theta) = R_0 [1 + \alpha_{20} Y_{20}(\theta, 0)]$$

若令 $\beta = \alpha_{20}$ ，则可写成

$$R(\theta) = R_0 \left[1 + \beta \frac{1}{4} \sqrt{\frac{5}{\pi}} (3 \cos^2 \theta - 1) \right]$$

称 β 为四极形变参数。若设旋转椭球的长半轴为 a ，短半轴为 b ，则可定义一个新的形变参数 δ ，它等于长短半轴之差与平均半径之比，

$$\delta = \frac{a-b}{R}$$

其中 $a = R_0 \left(1 + \frac{\beta}{2} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \right)$ ， $b = R_0 \left(1 - \frac{\beta}{4} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \right)$ ，并可求出椭球

平均半径 $\bar{R} \approx \frac{1}{3}(a + 2b) = R_0$, 由此可得

$$\delta \approx 0.946\beta$$

虽说 δ 与 β 在数值上差不多大, 但 δ 更直观地给出了形变的几何意义。

原子核的转动自由度 rotational degrees of freedom for nuclei

将大形变核近似看成一旋转椭球, 其空间转动只需给出对称轴的空间取向即可, 所以它的集体转动应有三个自由度, 一般用对称轴的三个欧勒角 α 、 β 、 γ 来表示。

在绝热近似下, 把集体运动与核内的粒子在形变核势场中的运动分开, 前者三个自由度, 后者因每个核子作相互独立的运动所以应有 $3A$ 个空间运动自由度, 而总自由度应只有 $3A$ 个, 这样就多了三个, 当然是不合理的。这是在目前处理形变核集体运动 (包括振动在内) 时普遍存在的一个问题。但是, 这一不合理性在实用中尚不会引起麻烦, 这是因为在具体处理有关问题时, 只涉及核内少数核子的运动, 大多数核子的自由度并未涉及到 (这就是所谓的部分自由度冻结), 因此不会出现多出自由度所带来的后果。

转动能级 rotational levels

大形变核的低激发能谱在实验上测得的结果以及用一旋转对称椭球的量子系统所计算出的分立本征能量具有一致的很强的规律。对偶偶核为:

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} I(I+1), \quad I = 0, 2, 4, \dots$$

这里, \mathcal{I} 是原子核的转动惯量, I 是原子核的角动量量子数, \hbar 是普朗克常数。

对奇 A 核为:

$$E_I = -\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} I(I+1) + a \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} (-)^{I+\frac{1}{2}} \left(I + \frac{1}{2} \right) \delta_{K, \frac{1}{2}}$$

$$I = K, K+1, K+2, \dots$$

这里 K 是原子核总角动量 I 在本体坐标对称轴上的投影量子数。

当 $K = \frac{1}{2}$ 时多出的修正项称为脱耦合项，它反映了当最后一个奇

核子的角动量在对称轴上的投影量子数为 $K = \frac{1}{2}$ 时，因科里奥利力的作用使该核子的角动量与转动之间的耦合削弱， a 称为脱耦合常数，而当 $K > \frac{1}{2}$ 之后此作用可以被忽略。

图1-9-12给出了三种不同类型的转动谱，其中 (a) 为典型的偶偶核转动谱，(b) 为 $K > \frac{1}{2}$ 无脱耦合作用的奇 A 核转动谱，(c) 为 $K = \frac{1}{2}$ 的奇 A 核的转动谱，此例中脱耦合常数 $a \approx -0.78$ 。

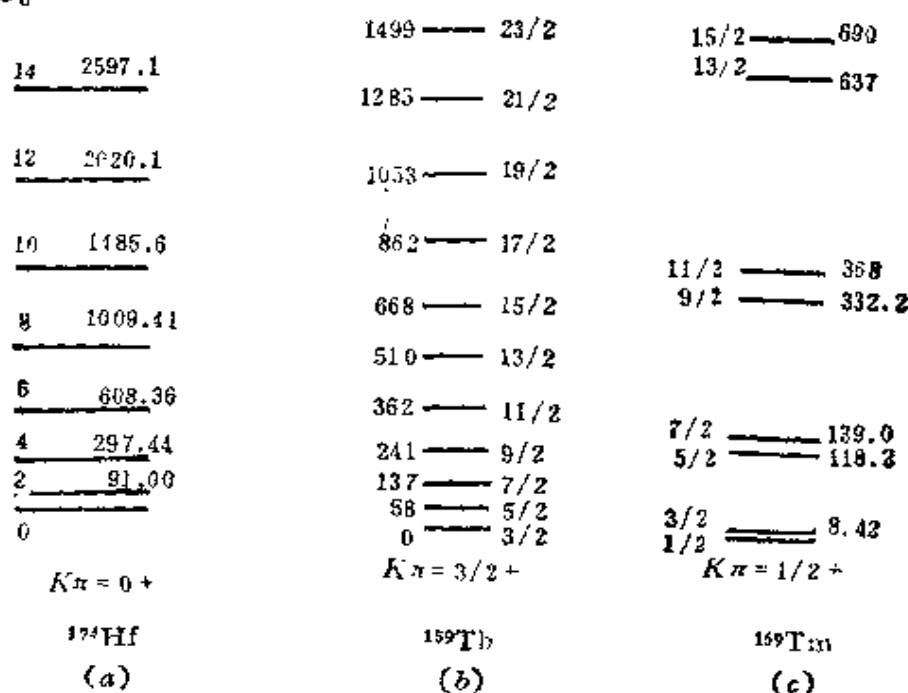


图 1-9-12

本体坐标系 body-fixed coordinate system

又称内部坐标系或内禀坐标系(Intrinsic coordinate system)。在研究形变核时,常采用一个与原子核固定在一起的坐标系,故称之为本体坐标系。此坐标系总是将原子核的旋转对称轴选作它的第3轴,如图1-9-13所示,其中坐标轴1、2、3即构成本体坐标系, x 、 y 、 z 为实验室坐标。若原子核角动量为 I ,它在实验室坐标系中的第3分量(在 z 轴上的投影)为 I_z ,其量子数常记作 M ;它在本体坐标中的第3分量为 I_3 ,其量子数常记作 K ,称 K 为内禀角动量投影量子数。在本体坐标系中的宇称 π 称为内禀宇称,用 K^π 来标记内禀态或内部态。

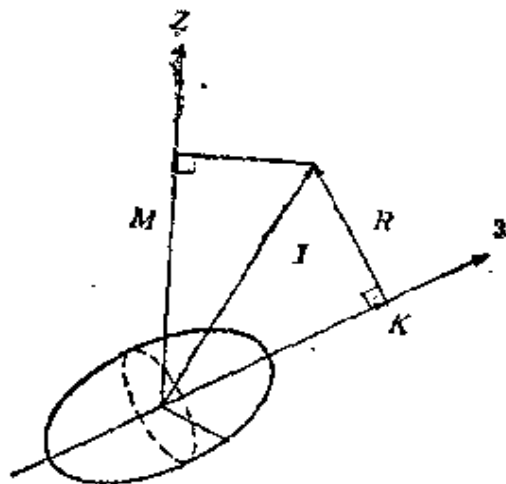


图 1-9-13

原子核的转动惯量 moment of inertia for nucleus

转动惯量 \mathcal{J} 对大形变核来说是一个重要的量,它的值可以由转动能级的实验值推算出来,将此值记作 $\mathcal{J}_{\text{实验}}$,图1-9-14给出了 $2\mathcal{J}_{\text{实验}}/\hbar^2$ 的结果。

另外,在关于转动惯量的理论研究中把原子核看成一旋转椭球,在其本体坐标中形状为

$$R(\theta) = R_0 \left[1 + \frac{\beta}{4} \sqrt{\frac{5}{\pi}} (3\cos^2\theta - 1) \right]$$

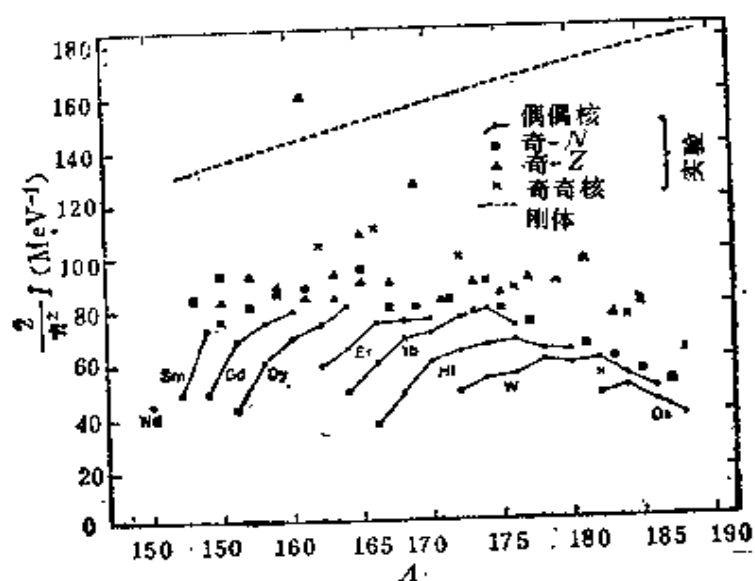


图 1-9-14

θ 为相对本体坐标第3轴的极角。如图1-9-15所示，设核绕一与书面垂直的轴旋转。在经典近似下，若将核看作是刚体（如图

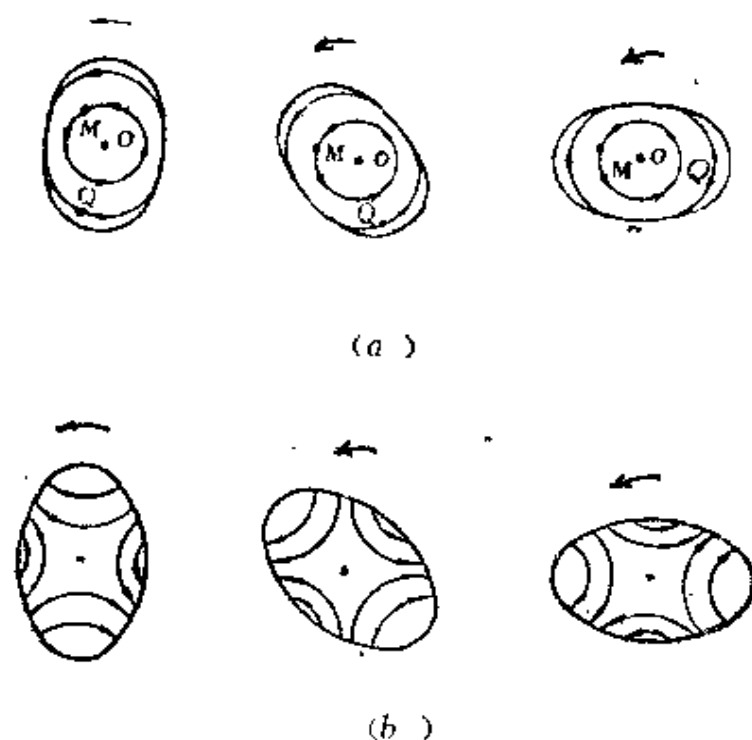


图 1-9-15

(a))，则

$$\mathcal{J}_{\text{刚}} \approx \frac{2}{5} M R_0^2 \left(1 + \frac{\beta}{4} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \right) \sim 2 \mathcal{J}_{\text{实验}}$$

若将核看作是装在 $R(\theta)$ 盒子内的非旋流体 (如图 (b))，则

$$\mathcal{J}_{\text{流}} \approx \frac{9}{8\pi} M R_0^2 \beta^2 \sim \frac{1}{5} \mathcal{J}_{\text{实验}}$$

其中 M 为核质量。另外，英格里斯 (Inglis) 考虑了科里奥利力和离心力的作用后根据量子力学的微扰论提出了“推转公式”，由此算得的 \mathcal{J} 比 $\mathcal{J}_{\text{刚}}$ 小但仍比实验值大许多。后来，鲍列耶夫和迈格道尔考虑到对关联的作用而得到了接近实验的结果。

转动带 rotational bands

一般所说转动谱，例如对偶偶核，指的是内禀角动量和宇称 $K^\pi = 0^+$ 时原子核的能谱。可是，实验上发现了不同内部态 (即不同 K^π) 的激发谱，对一定 K^π ，能谱仍满足：

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2 \mathcal{J}} I(I+1), I = K, K+1, K+2, \dots$$

I 的值从 K 开始。对每个 K 有一套转动谱，而对不同的 K 就有不同的转动谱，这就形成了转动谱的带结构，每个 K 的转动谱就称为一个转动带。对偶偶核 $K^\pi = 0^+$ 的称为基带。图1-9-16给出了 ^{168}Er 的转动带，除 $K^\pi = 0^+$ 的基带外，还画出了 $K^\pi = 2^+$ 、 4^- 和 3^- 的三个激发带，其实 ^{168}Er 在 2.2 MeV 以下有约 20 个带。此外，还有奇 A 核 ^{239}Pu 的转动带，其基带 $K^\pi = \frac{1}{2}^+$ ，应含有脱耦合项。

奇 A 核的 K^π 取决于奇核子的单粒子角动量沿对称轴的分量 Ω ；奇奇核 ^{166}Ho 的转动带， $K = |\Omega_n + \Omega_p|$ 或 $|\Omega_n - \Omega_p|$ ， Ω_n 与 Ω_p 分别为奇质子与奇中子角动量在对称轴上的分量。当 $\Omega_n = \Omega_p$ 时， $K = 0$ ，内部态仍是两个，一个是对称化态用 $r = -1$ 表示，一个是反对称化态用 $r = 1$ 表示，仍有两个转动带。

$$\begin{array}{r} 7 \quad 1950.81 \\ \hline 6 \quad 1820.14 \\ \hline 5 \quad 1708.01 \\ \hline 4 \quad 1616.36 \\ \hline 3 \quad 1541.58 \\ \hline \end{array}$$

$$\begin{array}{r} 8 \quad 1805.85 \\ \hline 7 \quad 1432.97 \\ \hline 6 \quad 1263.92 \\ \hline 5 \quad 1117.60 \\ \hline 4 \quad 994.77 \\ \hline 3 \quad 895.82 \\ \hline 2 \quad \end{array}$$

$$\begin{array}{r} 8 \quad 928.26 \\ \hline 6 \quad 548.73 \\ \hline 4 \quad 264.081 \\ \hline 2 \quad 79.800 \\ \hline 0 \quad \end{array}$$

$$\begin{array}{r} 7 \quad 1448.97 \\ \hline 6 \quad 1311.48 \\ \hline 5, 1193.04 \\ \hline 4 \quad 1094.04 \\ \hline \end{array}$$

$K\pi = 3 -$
 $K\pi = 4 -$
 $K\pi = 2 +$
 $K\pi = 0 +$

$$\begin{array}{c} 106 \\ 68 \end{array} E^r$$

这时对 l_z 、 s_z 的量子数 A 、 Σ 是简并的，引入自旋轨道耦合项 V_{ls} 后只有 j_z 的量子数 $\Omega (= A + \Sigma)$ 是好量子数，态已不是 l_z 与 s_z 的本征态，但因对大形变核， V_{ls} 很小，所以 A 、 Σ 还可近似地用来标志状态。因此 Nilsson 能级可用下面的符号加以标记：

$$\Omega^\pi(Nn_z A \Sigma)$$

Σ 为自旋的投影取 $\pm \frac{1}{2}$ ，常用“ \uparrow ”表示 $\Sigma = \frac{1}{2}$ ，用“ \downarrow ”表示

$\Sigma = -\frac{1}{2}$ ，例如 ${}^7\text{Li}$ 的基态最后一个奇中子的能级可表示成

$$\frac{1}{2}^-(110 \uparrow)$$

图 1-9-17 给出了莫特逊 (B·R·Mottelson) 和尼耳逊 (S·G·Nilsson) 计算的部分尼耳逊能级。

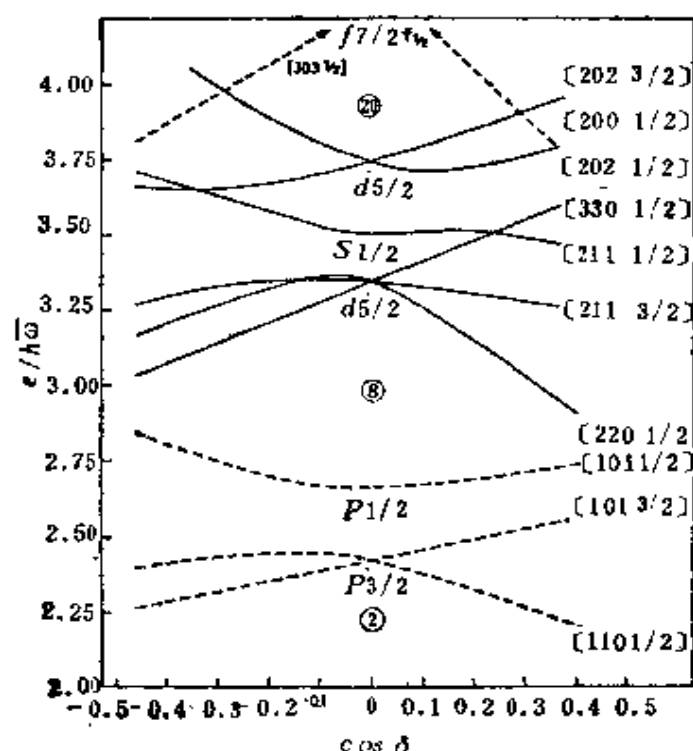


图 1-9-17

高自旋态 high spin states

由于重离子反应实验技术的发展,使有可能通过两个较轻的核的熔合反应得到一些大形变核的高自旋态,如 ^{158}Er 可以测到 $I^* = 32^+$ 以上的高自旋态,由于高自旋态被测得,揭示出了原子核的一些新的性质,如回弯现象等。

转晕态 yrast states

Yrast一词可能是由瑞典语中“眩晕”一词的最高级形容词而来,引申出旋转至晕的意思,在这里是借用来表示原子核的一种旋转状态。转晕态是指原子核的那些具有完全相同的 I^* 的状态中能量取极小的那个态。这种状态的特点在于即使处于高激发状态,其能量几乎全部用来产生角动量而不是用来“加热”原子核,这时核内核子受到极强的离心力和柯里奥利力的作用,对关联受到削弱,这都使处于转晕态附近的原子核具有了许多新的特性,这是原子核研究中一个较新的领域。转晕态的集合构成转晕带,当 I 较小时转晕带就是转动带的基带,当 I 足够大以后,转晕带变到了另一激发带(称为超带)上,这就是所谓带交叉的现象。

回弯现象 back bending

这是1971年约翰逊(A·Johnson)等人在研究 ^{160}Dy 的高自旋态时发现的一种现象。他们发现核的转动惯量 \mathcal{J} 在随它的转动角频率的平方 ω^2 变化时,在 $I = 12$ 以下,二者基本上呈线性关系,可是到 $I = 14$ 附近时 \mathcal{J} 急剧增加,且随 \mathcal{J} 的增加反而 ω^2 下降,这就是所谓回弯现象。图1-9-18给出了 ^{158}Er 的回弯现象的曲线图。回弯现象反映了转晕带中存在的带交叉现象,在 $I = 14$ 附近转动惯量的急剧变化正好表明从基带到激发带的过渡。产生这一现象的根本原因在于高自旋态下的高速旋转,极强的柯里奥利力破坏

了核子的对关联效应，核子的自旋发生按集体转动方向顺排的现象，从而使转动惯量急剧增加。

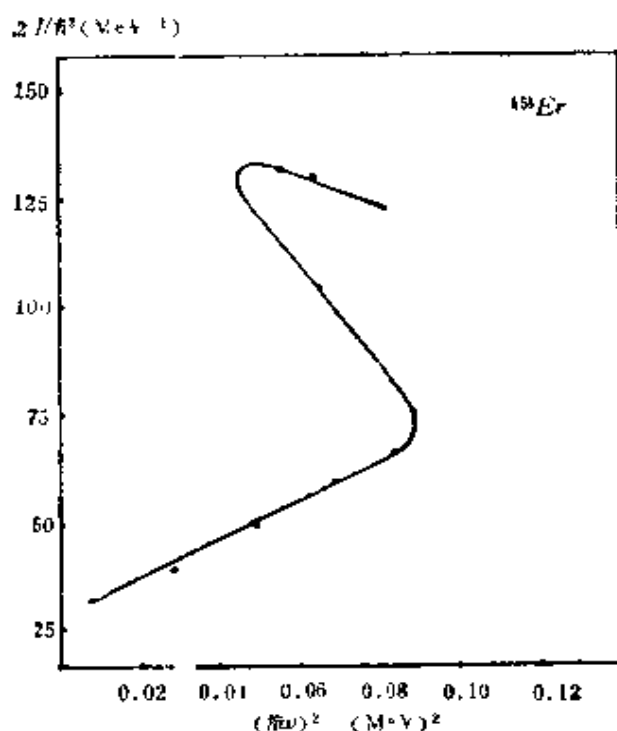


图 1-9-13

原子核的集体振动 collective vibrations of nucleus

在球形核与大变形核之间的所谓过渡区，原子核由于核心极化较小，没有形成固定的永久形变，由于原子核又几乎是不可压缩的，所以这种核将以球形为平衡形状作表面振动。如图1-9-10

(a)画出了原子核四极振动，八极振动和十六极振动的示意图。在集体振动中以四极振动为最主要的形态。图1-9-19给出了一个典型的偶偶核四极振动谱的例子，并在其左边画出了一个简谐振子的能级图。可见低激发谱的能级接近等间距的特征，但核势并不完全是一简谐振子势，所以像 $n=2$ 的角动量和宇称为 0^+ 、 2^+ 、 4^+ 的三条能级也不再是简并的， $n=3$ 以上的能级变化就更大了。对奇 A 核，它们的振动谱要复杂得多，因为必须考虑单个奇核子

与振动的耦合作用。

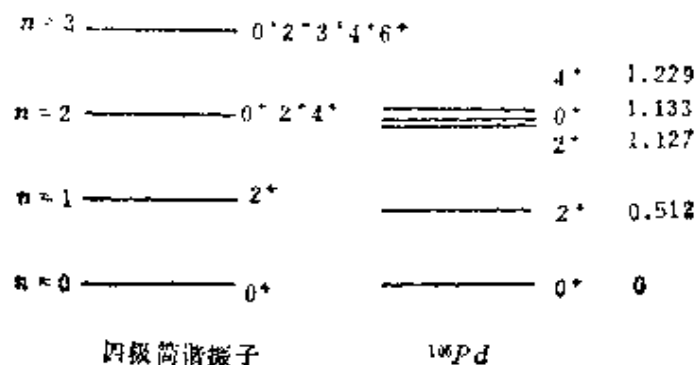


图 1-9-19

形变核的振动 vibration of deformed nucleus

大形变核也存在振动，其平衡形状为一旋转椭球，四极振动时，其表面形状在主体坐标中表示为：

$R(\theta, \varphi) = R_0[1 + \alpha_{20}Y_{20}(\theta, 0) + \alpha_{22}Y_{22}(\theta, \varphi) + \alpha_{2-2}Y_{2-2}(\theta, \varphi)]$ ，
这时，只有两个独立的形变参量 α_{20} 和 $\alpha_{22} = \alpha_{2-2}$ ，它们都是时间 t 的函数 $\alpha_{20}(t)$ 和 $\alpha_{22}(t)$ 。可令

$$\alpha_{20} = \beta \cos \gamma, \quad \alpha_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma$$

由于 β 的变化所引起的振动称 β 振动，由于 γ 的变化引起的振动称 γ 振动， β 振动保持了核表面的轴对称性，仍为绕 z 轴的旋转椭球，但主轴的长度在变化着。 γ 振动时主轴的长度保持不变，但其形状在旋转椭球与扁椭球之间振荡，不再保持其旋转对称性。此外，也存在其它 2^+ 极振动。图1-9-20 (a) 给出了形变核的三种振动形态的示意图，(b) 给出了形变核振动谱的一个实例。 β 和 γ 振动的谱分别称为 β 振动带和 γ 振动带。

原子核中的声子 phonon in nucleus

在量子力学中处理一般的振动问题往往引入声子的概念，在研究原子核的振动态时也可引入声子来进行描述。

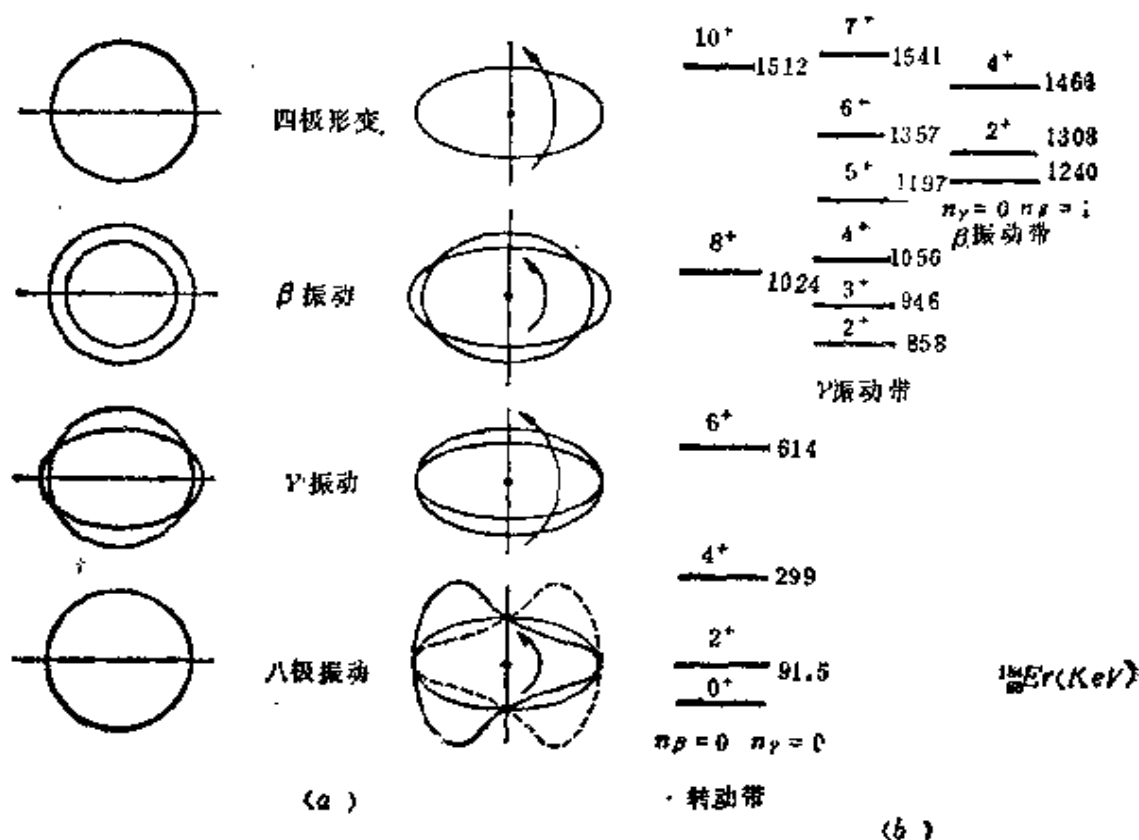


图 1-9-20

形变参数 $\alpha_{\lambda\mu}$ 表示了核表面对平衡形态的偏离。若以 $\alpha_{\lambda\mu}$ 作为广义坐标，以 $\pi_{\lambda\mu} = D_\lambda \dot{\alpha}_{\lambda\mu}$ 作为广义动量，其中 $\dot{\alpha}_{\lambda\mu}$ 为广义速度，它是形变参数的时间变化率，则用 $(\lambda\mu)$ 标志的振动模式具有能量：

$$E_{\lambda\mu} = \frac{1}{2} D_\lambda \dot{\alpha}_{\lambda\mu}^2 + \frac{1}{2} C_\lambda \alpha_{\lambda\mu}^2$$

其中第一项为动能， D_λ 为惯性参数，第二项为势能， C_λ 为恢复力参数。以 $\lambda=2$ 的四极振动为例，并令 $\alpha_{2\mu} = \alpha_\mu$ ， $\pi_{2\mu} = \pi_\mu$ ，类似通常量子力学中简谐振子的能量量子化而引入变换：

$$\alpha_\mu = \sqrt{\frac{\hbar}{2D\omega}} (b_\mu + (-)^{\mu} b_{-\mu}^\dagger)$$

$$\pi_\mu = \sqrt{\frac{\hbar D\omega}{2}} (b_\mu^\dagger - (-)^{\mu} b_{-\mu})$$

b_+^\dagger, b_- 就是四极振动声子的产生、消灭算符。 b_+^\dagger 的物理含义十分清楚：它作用在原子核状态上将产生一个 $(2, \mu)$ 模式的振动。每个声子的能量为 $\hbar\omega$ ， ω 为振动频率，且

$$\omega = \left(\frac{C}{D}\right)^{1/2}$$

$n_\mu = b_+^\dagger b_-$ 为声子数算符，其本征值 n_μ 即为 $(2, \mu)$ 模式的声子数，所以四极振动的总能量应为，

$$E_{1-2} = \hbar\omega \sum_{\mu=-2}^2 \left(n_\mu + \frac{1}{2}\right) = \left(N + \frac{5}{2}\right)\hbar\omega$$

这里 $N = \sum_{\mu} n_\mu$ 为四极振动声子的总数。声子是满足玻色统计的玻色子。

在上述 E_{1-2} 的能谱中当 $N = 0$ 时，只有 $J^\pi = 0^+$ 的态，当 $N = 1$ 时，只有 $J^\pi = 2^+$ 的态，当 $N = 2$ 时则有 $J^\pi = 0^+, 2^+$ 和 4^+ 的三个简并态，……，图1-9-19的左边即为此能级图。

原子核的综合模型 unified model of nucleus

该模型是关于原子核结构的一个比较完整的唯象理论。它由 A·玻尔 (N·玻尔的儿子) 和莫特逊提出，成功地统一处理了原子核的集体运动 (包括振动、转动以及二者的耦合) 并且保留了壳模型的主要特点。

该模型以核子在一非球形对称的平均场中作近乎相互独立的运动为基础。该平均场与壳模型的平均场类似，也需考虑自旋轨道耦合相互作用，但关键的差别在于它的平均势场是变形的。早期的尼耳逊模型只考虑轴对称的形变势而解释了转动核，这个模型则把它发展到一般的非轴对称形变势，从而统一处理了集体运动。更为重要的一个特点在于它能很好地处理奇 A 核。在形变场中单粒子运动的基础上考虑一个偶偶核的核心，引入核心的集体运动与剩下的最后一个奇数核子单粒子运动的耦合效应，核心的集体运动影响了奇核子的运动状态，奇核子也使核心的集体运动

受到影响。

相互作用玻色子模型 interacting boson model

这是20世纪70年代初期由日本物理学家有马朗人(A. Arima)和美国物理学家亚开洛(Iachello)提出的一个原子核结构的唯象模型,通常称作 IBM ,适用于偶偶核。

该模型的大意是这样的:以双满壳为核心,满壳外的核子称为价核子,每两个价核子耦合成核子对,由这些价核子对构成了角动量为0、2、4……的玻色子,许多事实表明同一壳中核子对主要构成 $J=0$ 和 $J=2$ 的两类玻色子,分别称为 s 玻色子和 d 玻色子, μ 可以取0、 ± 1 和 ± 2 ,所以一共有六种不同的玻色子,通过它们之间的相互作用给出了偶偶核的状态。这就是 IBM 的基本物理图像。

过去的唯象模型基本上是几何模型,这里介绍的 IBM 却是一种代数模型。几何模型给出唯象核势场的空间形态,核的形状以及它们在空间如何变化等等。代数模型给出相互作用的对称性质,指出在只存在六种玻色子的近似下,核子系统具有 $SU(6)$ 群的动力学对称性,或者说在此近似下原子核的所有状态可以按照 $SU(6)$ 群来进行分类。

这个模型在解释偶偶核的低激发态性质上获得了广泛的成功,但在物理图像上与传统的核子遵从费密统计的性质相矛盾(如不遵从泡利原理)。但有不少基于壳模型的微观理论证明了这一玻色子图像的近似合理性,我国在这方面有不少出色的工作。

第十章 原子核反应

原子核反应 nuclear reaction

原子核之间或其它核粒子与原子核间由于相互作用使原子核状态发生变化或者形成新的原子核，这一过程叫原子核反应，通常简称核反应。核反应可以是两体、三体或多体过程，取决于弹-靶体系和能量。对于两体核反应一般表示为

$$A + a \rightarrow B + b + Q$$

或者简写为 $A(a, b)B$ 或 (a, b) 。 A 和 a 分别表示靶核和入射粒子（也叫弹粒子）， B 和 b 分别表示剩余核和出射粒子， Q 表示核反应所释放的能量，叫做核反应能。 $Q > 0$ ，表示核反应过程放出能量，称做放热反应。 $Q < 0$ ，表示核反应过程吸收能量，称做吸热反应。 $Q = 0$ ，表示核反应前后系统总动能相等，原子核内部能量不变，这一过程称做弹性散射。

有三种方法可以产生原子核反应：1. 用放射源产生的粒子去轰击靶核；2. 用天然宇宙射线照射靶核；3. 利用带电粒子加速器或核反应堆产生的粒子去轰击靶核。其中第三种方法应用最多。

1919年，卢瑟福(E. Rutherford)利用 ^{214}Po (钋)放出的 α 粒子 ($E_\alpha = 7.68\text{MeV}$) 轰击靶核 ^{14}N ，实现了第一个人工核反应： $^{14}\text{N}(\frac{4}{2}\text{He}, \frac{1}{1}\text{H})^{17}\text{O}$ 。

核反应是人类研究原子核的主要手段之一。通过观测出射粒子的种类、能量和角度等信息，可以获得原子核结构、性质及作用特征等方面的知识，核反应也是人类获得原子能和放射性核素的重要途径之一。

核反应中的守恒定律 conservative laws in nuclear reaction

原子核是一个微观量子力学体系，同自然界其它物质一样，它的变化过程同样也受自然界守恒定律的支配。这些守恒定律是：电荷守恒、质量数守恒、能量守恒、动量守恒、角动量守恒、宇称守恒和同位旋守恒等。只有满足以上守恒定律的核反应过程才能发生。

反应道 nuclear reaction channel

对于一定入射粒子和靶核组成的入射系统，能够发生的核反应不只一种；生成的产物或量子态的不同都标志着一个不同的反应过程。对于某一特定的反应过程叫做一个反应道。反应前入射系统的状态叫入射道；反应后的系统状态叫出射道。如果一个反应过程能够发生，就说此反应道是开放的；如果不能发生，就说此反应道是禁闭的。对于同一个入射道，可能有若干个出射道相对应；反之，也是一样。核反应中各种反应道发生的几率是不相同的，一般来说，随着入射粒子能量增大开放反应道的数目也逐渐增多。

核反应类型 types of nuclear reaction

由核反应出射粒子划分：

1. 弹性散射 $A(a, a)A$ 出射道与入射道粒子相同，反应能 $Q = 0$ ，反应前后系统的总动能不变。例如中子在铅上的弹性散射， $^{208}\text{Pb}(n, n)^{208}\text{Pb}$ 。

2. 非弹性散射 $A(a, a')A^*$ 出射道与入射道粒子相同，但靶核处于激发态（右上角*号表示），反应能 $Q = -E_x$ ， E_x 是 A^* 的激发能。如果入射粒子 a 也是一个复杂粒子，在散射后它也可能处于一定的激发态。

3. 重排反应 $A(a, b)B$ 在核反应过程中弹粒子与靶核之间发生了核子交换，出射道产生了新的原子核和粒子。例如核反

应 $^{11}\text{B}(p,\alpha)^8\text{Be}$, $Q = 8.588\text{MeV}$ 。如果有多种反应产物同时产生, 这种反应就称作多体反应。

4. 俘获反应 $A(a,\gamma)C$ 入射粒子同靶原子核作用生成复合核 C^* ; 处于激发态的复合核通过发射 γ 射线退激到基态。例如 $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ 等。

由入射粒子种类划分, 见表1-10-1。

表 1-10-1

入射粒子种类		核 反 应
中子	慢中子	(n,γ) 、 (n,p) 、 (n,α) 、 (n,f)
	快中子	(n,p) 、 (n,α) 、 $(n,2n)$ 、 $(n,3n)$
带电粒子	质 子	(p,n) 、 (p,α) 、 (p,d) 、 (p,pn) 、 $(p,2n)$ 、 $(p,p2n)$ 、 (p,γ) 等
	氘 核	(d,n) 、 (d,p) 、 (d,α) 、 $(d,2n)$ 、 $(d,\alpha n)$ 等
	α 粒子	(α,n) 、 (α,p) 、 (α,d) 、 (α,pn) 、 $(\alpha,2p)$ 、 $(\alpha,2n)$ 、 $(\alpha,2pn)$ 等
	重离子	$^{19}\text{F}(^{16}\text{O},^{15}\text{N})^{20}\text{Ne}$, $^{209}\text{Bi}(^{58}\text{Fe},n)^{266}109$ 等
γ 光 子		(γ,n) 、 (γ,p) 、 (γ,np) 、 $(\gamma,2n)$ 、 $(\gamma,2p)$ 等

核反应Q值 nuclear reaction Q-value

它是核反应产物处于基态时的反应能。对于核反应 $A(a, b)B$ 来说, 核反应Q值可以有以下四种表示方法:

1. 动能表示

$$Q = (E_b + E_B) - E_a$$

E_a 、 E_b 和 E_B 分别表示入射粒子 a 、出射粒子 b 和剩余核 B 的动能。这里假定靶核是静止不动的(E_{A-0})。

2. 静止能量表示

根据反应前后总能量守恒和爱因斯坦质能关系 $\epsilon = MC^2$ 可以得到

$$Q = (M_A + M_a - M_B - M_b)C^2$$

$M_i (i = A, a, B, b)$ 表示各原子核基态静止质量。由于核反应过程中总电子数不变，故在计算 Q 值时可以用相应的原子质量代替原子核质量。

3. 质量过剩表示

$$Q = \Delta M_A + \Delta M_a - \Delta M_B - \Delta M_b$$

4. 结合能表示

$$Q = B_{aA} - B_{bB}$$

$$B_{aA} = [M_A + M_a - M_{aA}]C^2$$

$$B_{bB} = [M_B + M_b - M_{bB}]C^2$$

B_{aA} 表示入射粒子 a 与靶核 A 的结合能； B_{bB} 表示出射粒子 b 和剩余核 B 的结合能。

实验 Q 值 experimental Q -value

核反应 $A(a, b)B$ 的剩余核 B 处于激发态时的反应能叫做实验 Q 值，通常以 Q' 表示。剩余核 B 的静止质量

$$M_B^* = M_B + \frac{E^*}{C^2}$$

E 表示剩余核 B 的激发能，根据反应能定义得到

$$\begin{aligned} Q' &= (M_A + M_a - M_B^* - M_b)C^2 \\ &= (M_A + M_a - M_B - M_b)C^2 - E^* \\ &= Q - E^* \end{aligned}$$

核反应实验 Q 值— Q' 等于反应 Q 值与剩余核激发能之差。如果实验上测量了 Q' 值和计算了反应 Q 值，则可由上式得到剩余核的激发能。

非相对论 Q 方程 nonrelativistic Q equation

核反应 Q 值也可以从实验中得到，只讨论非相对论两体反应和靶核静止不动的情况。两体反应过程 $A(a, b)B$ 如图 1-10-1

所示。 \mathbf{P}_a 、 \mathbf{P}_B 和 \mathbf{P}_b 分别表示各粒子的动量,碰撞前靶核静止不动,它的动量为零。入射粒子同靶核碰撞以后,由动量守恒和矢量平行四边形法则得到

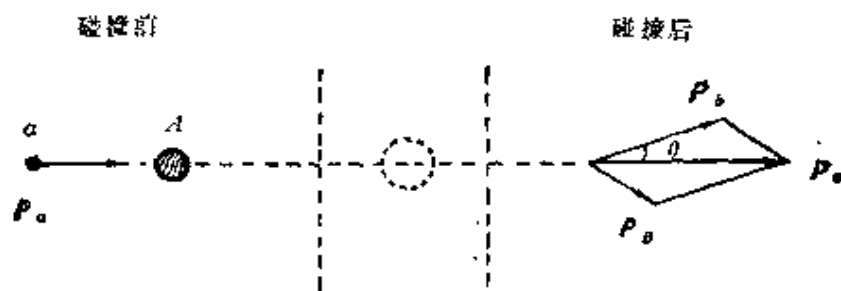


图 1-10-1

$$\mathbf{P}_B^2 = \mathbf{P}_a^2 + \mathbf{P}_b^2 - 2\mathbf{P}_a\mathbf{P}_b\cos\theta$$

θ 是出射粒子 b 的散射角。由于 $Q = E_B + E_b - E_a$ 并利用 $P^2 = 2ME$ 的关系得到两体反应非相对论 Q 方程:

$$Q = \left(1 + \frac{M_b}{M_B}\right)E_b - \left(1 - \frac{M_a}{M_B}\right)E_a - \frac{2(M_a M_b E_a E_b)^{\frac{1}{2}}}{M_B} \cos\theta$$

若以核质量数表示,

$$Q = \left(1 + \frac{A_b}{A_B}\right)E_b - \left(1 - \frac{A_a}{A_B}\right)E_a - \frac{2(A_a A_b E_a E_b)^{\frac{1}{2}}}{A_B} \cos\theta$$

Q 方程中不包含剩余核 B (也叫反冲粒子)的动能 E_B 。因此,在实验上只需测量出射粒子 b 的动能 E_b 和散射角 θ ,便可以由 Q 方程求出核反应 Q 值。当 $\theta = 90^\circ$, Q 值计算更为简便。 Q 方程与核反应具体机制无关,适用于一切非相对论两体问题。

能量角分布 angular distribution of energy

核反应中出射粒子 b 的动能 E_b 随散射角 θ 的变化关系叫能量角分布。由 Q 方程得到 $E_b(\theta)$ 的表达式:

$$E_b(\theta) = \left\{ \frac{(A_a A_b E_a)^{\frac{1}{2}}}{A_B + A_a} \cos\theta \pm \left[\left(\frac{A_B - A_a}{A_B + A_a} \right)^2 E_a + \frac{A_b}{A_B + A_a} Q \right] \right\}$$

$$\left. + \frac{A_a A_b}{(A_B + A_b)^2} \cos^2 \theta \right) E_a + \frac{A_B}{A_B + A_b} Q \Bigg]^{\frac{1}{2}} \Bigg\}^2$$

对于一个具体的核反应， E_a 是已知的， Q 值可以计算。因此应用上式便可求出能量角分布。方括号前取 $+$ 号表示能量单值，即一个散射角 θ 对应一个 $E_b(\theta)$ 值； \pm 号表示能量双值，即一个 θ 角对应于两个 $E_b(\theta)$ 值， $+$ 号对应高能量， $-$ 号对应低能量。只有当 γ 值大于1时才有双值问题。 γ 值表达式参见L系和C系间的转换关系。

阈能 threshold energy

在实验室系中产生一个吸热核反应 ($Q < 0$) 所需入射粒子的最低能量，叫做该反应的阈能，以符号 E_{th} 表示，对于非相对论的吸热核反应 $A(a, b)B$ ，阈能

$$E_{th} = \frac{M_a + M_A}{M_A} |Q|$$

Q 为反应能，其值为负。只有当入射粒子动能 $E_a \geq E_{th}$ 时，核反应才能发生。对于放热核反应 ($Q > 0$) 不存在阈能。带电粒子间的核反应，必须考虑库仑势垒的影响，只有当入射粒子动能超过阈能并又大于库仑位垒时，核反应才有较大的几率。

核反应截面 nuclear reaction cross section

对于核反应 $A(a, b)B$ 来说，若以 ϕ 表示入射粒子通量密度（粒子数/厘米²·秒）， S 表示束流截面积（厘米²），那么单位时间内垂直入射到靶上的粒子数为 ϕS 。若以 R 表示单位时间内发生反应的数目， N 表示靶核原子密度（原子数/厘米³）， δx 表示靶厚度（厘米），则反应截面

$$\sigma = \frac{R}{\phi S N \delta x}$$

反应截面实际上表示一个入射粒子同单位面积靶上一个靶核发生反应的几率。核反应截面 σ 具有面积量纲，以靶恩（barn）表示，

简称为靶 (b)。反应截面大小与入射粒子能量有密切关系, 不同的反应道有不同的反应截面。反应截面不仅可以直接揭示原子核间的作用特征, 而且也是核能和离子束应用中不可缺少的重要参数之一。

分截面和总截面 partial and total cross sections

一个反应道的截面叫核反应分截面, 以 σ_i 表示 ($i = 1, 2, \dots$), 表示各个不同的反应道。一个核反应所有反应道截面之和叫总截面, 以 σ 表示:

$$\sigma = \sum_{i=1} \sigma_i$$

核反应的微分截面 differential cross section of nuclear reaction

核反应的出射粒子通常向各个方向发射。不同方向出射粒子的几率可能不同。微分截面表征核反应在某一方向上单位立体角中出射粒子的几率。如图1-10-2所示。 $I_0 = \phi s$ 表示入射粒子的强度 (粒子数·秒⁻¹), N 表示靶核密度, 靶厚为 δx ; $dn(\theta, \varphi)$ 表示单位时间出射至 (θ, φ) 方向上 $\theta \rightarrow \theta + d\theta$, $\varphi \rightarrow \varphi + d\varphi$ 立体角 $d\Omega$ 内的粒子数, 则微分截面

$$\sigma(\theta, \varphi) = \frac{d\sigma}{d\Omega}$$

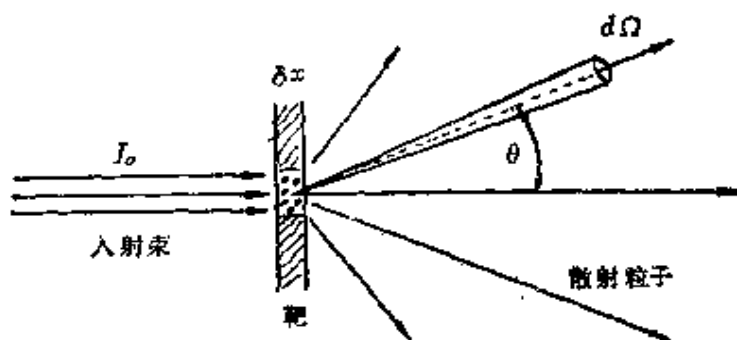


图 1-10-2

$$= \frac{dn(\theta, \varphi)}{I_0 N \delta x d\Omega}$$

立体角单位是球面度,以sr表示。微分截面单位是靶·球面度⁻¹(b·sr⁻¹)。微分截面可以由实验上直接测定,也可以由理论上导出。它是实验和理论可直接比较的物理量之一。

角分布 angular distribution

角分布是指微分截面 $\sigma(\theta, \varphi)$ 随角度 θ 和 φ 的变化关系。这种关系表征了核反应出射粒子在空间中的分布情况。核反应大都发生在轴对称场中,因此,微分截面实际上只是 θ 的函数,与 φ 无关,即 $\sigma(\theta, \varphi) = \sigma(\theta)$ 。对于一个反应道来说,由角分布可以计算它的反应截面:

$$\begin{aligned}\sigma &= \int_{4\pi} \sigma(\theta) d\Omega \\ &= 2\pi \int_0^\pi \sigma(\theta) \sin\theta d\theta\end{aligned}$$

核反应角分布形状与入射道体系、入射道能量以及坐标系的选择等因素有关,在质心坐标系中常见的角分布形状如图1-10-3所示。

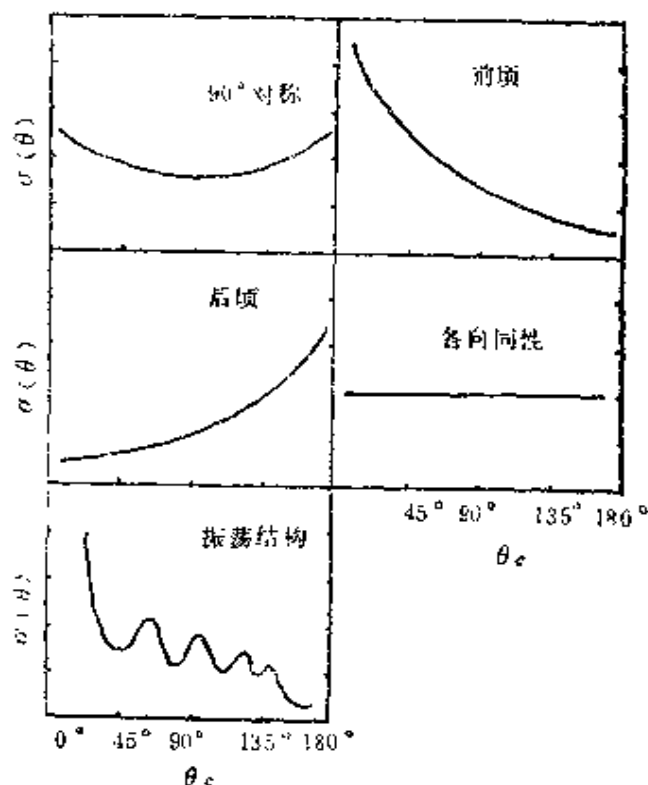


图 1-10-3

实验室系和质心系 laboratory system and center mass system

实验室静止不动的坐标系叫实验室系,通常简称L系,一般

取静止不动的靶核为坐标原点。以碰撞体系的质心为坐标原点的坐标系叫质心系，通常简称C系。在质心系中，质心是静止不动的，但相对于实验室系来说，质心作匀速直线运动，它的速度为

$$v_{CM} = \frac{M_a}{M_a + M_A} v_a, \quad M_a \text{ 和 } M_A \text{ 分别为弹核和靶核的质量, } v_a \text{ 为弹核在实验室系中的速度。}$$

质心系最基本的特征是碰撞体系的总动量矢量之和无论在碰撞前还是在碰撞后都为零。利用质心系可以使碰撞问题简化为入射粒子在势场中的运动问题，数学上处理大为简便。一些守恒定律在质心系中也有比较简单的形式。因此，核反应理论处理多采用质心系。

L系和C系的转换关系 transformations between L and C systems

设两体反应 $A(a, b)B$ 中各量关系如图1-10-4所示。实验室系中的量： v_a 为入射粒子速度； v_b 为出射粒子速度， v_B 为反冲核速度， v_{CM} 为质心速度， θ_L 为散射角， ϕ_L 为反冲角。质心系中的量： v'_a 为散射粒子的速度， v'_B 为反冲速度， θ_c 为散射角， ϕ_c 为反冲角。表1-10-2列出了碰撞前有关的速度和能量。

一些基本关系：

1. 质心系中入射粒子与靶核速度

由总动量等于零即 $M_a v'_a + M_A v'_A = 0$ 得到

$$\frac{v'_a}{v'_A} = \frac{M_A}{M_a}$$

2. 入射道动能

它是质心系中弹粒子与靶核相对运动动能，等于质心系中弹、靶粒子动能之和，以 E_a 表示：

$$E_a = \frac{1}{2} M_a v'^2_a + \frac{1}{2} M_A v'^2_A$$

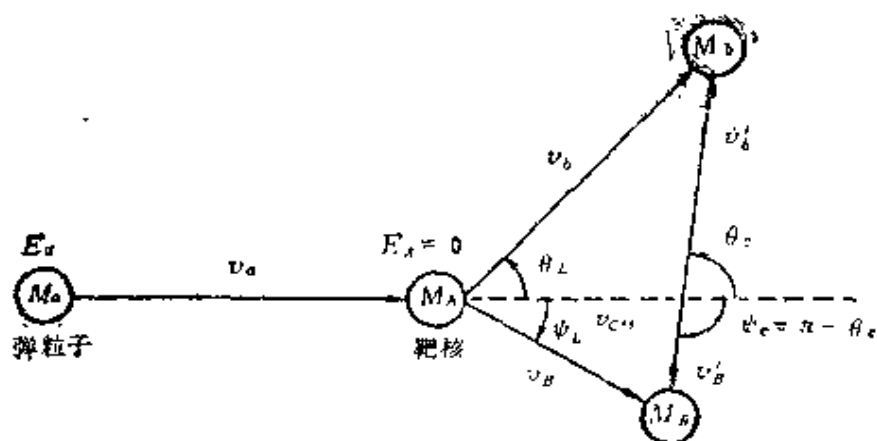
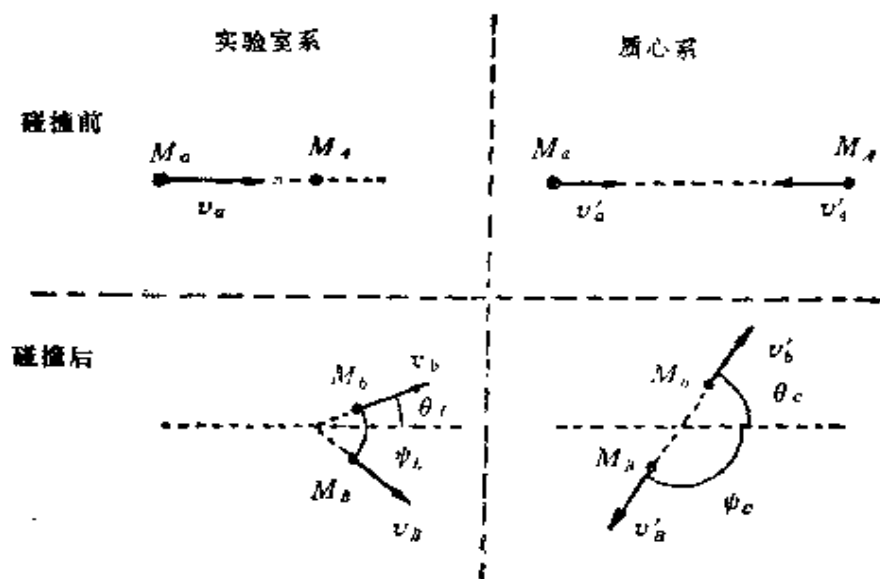


图 1-10-4

$$= \frac{1}{2} \mu_a v_a^2 = \frac{M_A}{M_a + M_A} E_a$$

$\mu_a \equiv \frac{M_a M_A}{M_a + M_A}$ 叫入射道约化质量, v_a 是入射粒子在 L 系中的

速度, E_a 是入射粒子在 L 系中动能。动能 E_a 对核反应才有真正的意义。

3. 出射道动能

表 1-10-2

物 理 量	实 验 室 系	质 心 系
质心速度	$v_{CM} = \frac{M_a}{M_a + M_A} v_a$	
质心动能	$E_{CM} = \frac{M_a}{M_a + M_A} E_a$	
入射粒子速度	v_a	$v'_a = v_a - v_{CM} = \frac{M_A}{M_a + M_A} v_a$
入射粒子动能	$E_a = \frac{1}{2} M_a v_a^2$	$E'_a = \frac{1}{2} M_a v'^2_a$
靶核速度	0	$v'_A = -v_{CM} = -\frac{M_a}{M_a + M_A} v_a$
靶核动能	0	$E'_A = \frac{1}{2} M_A v'^2_A$

两粒子碰撞后质心运动 (v_{CM} 和 E_{CM}) 是不变的, 若以 $Q_{\alpha\beta}$ 表示反应 $A(a, b)B$ 的 Q 值, 则反应后出射道动能 (C系):

$$E_\beta = E_a + Q_{\alpha\beta}$$

4. 出射道两粒子的速度关系

出射粒子与反冲核在质心系中以等值反方向动量飞离, $M_B v'_B = M_b v'_b$, 所以它们速度关系 (C系):

$$\frac{v'_b}{v'_B} = \frac{M_B}{M_b}$$

5. 散射角与反冲角间的关系

$$L系: \quad \operatorname{tg} \theta_L = \frac{\sin 2\phi_L}{\gamma - \cos 2\phi_L}$$

$$C系: \quad \phi_C = \pi - \theta_C$$

6. 散射角 θ_L 和 θ_C 间的转换关系

$$\cos \theta_L = \frac{\gamma + \cos \theta_C}{(1 + 2r \cos \theta_C + \gamma^2)^{\frac{1}{2}}}$$

$$\operatorname{tg} \theta_L = \frac{\sin \theta_c}{\gamma + \cos \theta_c}$$

$$\theta_c = \theta_L + \sin^{-1}(\gamma \sin \theta_L)$$

$$\gamma = \frac{v_{CM}}{v_b} = \left[\frac{M_a M_b (M_b + M_E)}{M_A M_B (M_a + M_A)} \cdot \frac{E_a}{E_a + Q_{a\beta}} \right]^{\frac{1}{2}}$$

或以质量数表示:

$$\gamma = \left(\frac{A_a A_b}{A_A A_B} \cdot \frac{E_a}{E_a + Q_{a\beta}} \right)^{\frac{1}{2}}$$

γ 数值可以由具体反应进行计算。

7. 微分截面间的转换关系

出射粒子 b 在实验室系 (θ_L, φ_L) 方向上 $d\Omega_L$ 立体角内与质心系 (θ_c, φ_c) 方向上 $d\Omega_c$ 立体角内的粒子数相同, 如图 1-10-5

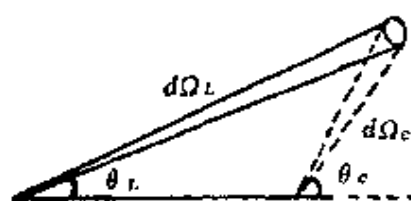


图 1-10-5

所示, 则由微分截面的定义得到

$$\sigma_L(\theta_L, \varphi_L) d\Omega_L = \sigma_c(\theta_c, \varphi_c) d\Omega_c$$

在 L 系和 C 系方位角相同, 并且当角分布是轴对称时, 则

$$\frac{\sigma_c(\theta_c)}{\sigma_L(\theta_L)} = \frac{d\Omega_L}{d\Omega_c} = \frac{d(\cos \theta_L)}{d(\cos \theta_c)}$$

根据 θ_c 与 θ_L 的关系并微分, 最后得到

$$\sigma_L(\theta_L) = \frac{[1 + 2\gamma \cos \theta_c + \gamma^2]^{3/2}}{1 + \gamma \cos \theta_c} \sigma_c(\theta_c)$$

或者

$$\sigma_c(\theta_c) = \frac{(1 - \gamma^2 \sin^2 \theta_L)^{\frac{1}{2}}}{[(1 - \gamma^2 \sin^2 \theta_L)^{\frac{1}{2}} + \gamma \cos \theta_L]^2}$$

对于弹性散射, $Q = 0$, $\gamma = \frac{M_a}{M_A} = \frac{A_a}{A_A}$, $E_a = E_b$ 。若 $A_A \gg A_a$,

则 $\gamma \rightarrow 0$; $\theta_L \approx \theta_c$; 若 $A_a = A_A$, 则 $\gamma = 1$, $\theta_c = 2\theta_L$ 。

激发函数 excitation function

核反应截面 $\sigma(E)$ 随入射粒子动能 E 的变化关系叫激发函数。激发函数所表示的曲线叫激发曲线。激发函数直接反映了核反应作用过程的特征。测量一个核反应体系的激发函数是实验核物理一个重要任务之一。

核反应产额 yield of nuclear reaction

入射粒子在靶中产生核反应数目 N 与入射到靶上粒子数 N_0 之比叫核反应产额，以符号 y 表示

$$y = \frac{N}{N_0}$$

它实际上表示一个入射粒子在靶中引起反应的几率。核反应产额与核反应截面、靶的成分、物理性质和靶的厚度等因素有关。

带电粒子反应产额 yield of reaction induced by charged particle

带电粒子通过物质时由于电离和激发不断损失其能量，在靶的不同深度处粒子能量不同，因而反应截面随深度也不同。带电粒子反应产额

$$Y \equiv \frac{N}{N_0} = \frac{1}{I_0} \int_0^D I n \sigma(E) dx$$

I_0 = 带电粒子入射强度

I = 在靶深 x 处带电粒子强度

n = 单位体积中靶原子数目

$\sigma(E)$ = 反应截面

D = 靶厚度

有两种情况：

薄靶 ($D \ll R$)： R 为入射粒子在靶中的射程。在这种情况下

下，入射粒子在靶中的能量损失可以忽略不计。因此， $\sigma(E) = \sigma(E_0) = \text{常数}$ ， E_0 为入射粒子初始动能。反应截面是一个很小的量，一般可以认为 $I \approx I_0$ ，所以

$$Y = n\sigma(E_0) \int_0^D dx = n\sigma(E_0)D$$

厚靶 ($D > R$)，在这种情况下 $\sigma(E) \neq \text{常数}$

$$Y = n \int_0^D \sigma(E) dx = n \int_0^E \frac{\sigma(E)}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)} dE$$

$-\frac{dE}{dx}$ 是靶物质对入射带电粒子的阻止本领，它是带电粒子速度的函数。若已知激发函数 $\sigma(E)$ 便可计算厚靶核反应产额。

中子反应产额 yield of reaction induced by neutron

中子束通过物质层，由于同靶核反应其强度不断减弱，服从指数衰减规律：

$$I_D = I_0 e^{-n\sigma D}$$

I_0 = 入射中子强度

I_D = 通过靶厚 D 之后中子强度

σ = 中子反应截面

由于中子不带电，它不会与核外电子发生作用而损失能量。只要中子没有与原子核发生核反应，它的能量就保持不变。所以在靶中各处的中子能量相同，反应截面也相同，即 $\sigma = \sigma(E_0)$ ， E_0 为入射中子动能。中子核反应产额

$$Y = \frac{I_0 - I_D}{I_0} = 1 - e^{-n\sigma D}$$

薄靶 $D \ll \frac{1}{n\sigma}$, $y = n\sigma D$

厚靶 $D \gg \frac{1}{n\sigma}$, $y = 1$

细致平衡原理 principle of detailed balance

若核反应过程 $A + a \rightarrow B + b + Q$ 在时间反演下是不变的, 那么 $B + b \rightarrow A + a - Q$ 就是它的逆反应过程。正反应截面 $\sigma_{a\beta}$ 与逆反应截面 $\sigma_{\beta a}$ 的关系如下:

$$\frac{\sigma_{a\beta}}{\sigma_{\beta a}} = \frac{(2I_B + 1)(2I_b + 1)}{(2I_A + 1)(2I_a + 1)} \frac{p_\beta^2}{p_a^2}$$

这叫做细致平衡原理, I_i ($i = a, A, b, B$) 表示相应粒子的自旋角动量量子数; p_a 和 p_β 分别为正逆反应入射道的动量; $p_a^2 = 2\mu_{aA}E_a$, $p_\beta^2 = 2\mu_{\beta B}E_\beta$ 。这里的物理量都属于质心系, 并且要求正、逆反应入射道动能是匹配的, 即 $E_\beta = E_a + Q$ 。

细致平衡原理在实验上得到了广泛地证实, 对微分截面 (相同的出射角) 和积分截面都适用。此原理可以用来由正反应截面计算逆反应截面或者确定粒子的自旋等。

复合核反应 compound nuclear reaction

复合核反应的概念是1936年由尼·玻尔 (N. Bohr) 提出的。他把核反应过程分为两个阶段:

1. 完全吸收阶段 入射粒子同靶核发生强烈作用, 入射粒子能量迅速地在弹-靶系统所有核子上平均分配达到统计平衡, 形成复合核。复合核的寿命比入射粒子直接通过靶核的时间 (10^{-22} 秒) 长得多。

2. 衰变阶段 复合核处于激发态, 其内部核子间不断发生碰撞和能量交换。复合核本身是不稳定的, 它会按不同的几率沿多种可能的反应道发生衰变。

玻尔提出的独立性假设认为, 复合核的衰变规律只取决于复合核本身的性质 (能量、自旋、宇称、同位旋等), 而与复合核形成的方式无关。这相当于说, 复合核存在的时间是相当长的, 除了一些守恒定律之外, 它忘记了自己形成的历史。

复合核反应方程可表示为



C 表示处于激发态的复合核。

反应截面

$$\sigma_{a,b} = \sigma_{CN}(E_a) w_b(E^*)$$

E_a 为入射道动能, $\sigma_{CN}(E_a)$ 为复合核形成截面, $w_b(E^*)$ 为复合核出射道为 b 的衰变几率, E^* 为复合核的激发能。

1937年韦斯科夫 (Weisskopf) 又提出了复合核蒸发模型。许多实验结果都证明玻尔独立性假设是正确的, 复合核反应出射 (蒸发) 粒子角分布在质心系中是 90° 对称的, 其能谱形状近似于麦克斯韦分布。

复合核寿命 life time of compound nuclei

由测不准关系可以估算复合核寿命 τ 的大小。

$$\tau \cong \frac{\hbar}{\Gamma} = 6.582 \times 10^{-16} / \Gamma (\text{秒})$$

Γ 为复合核能级宽度 (ev)。一般来说, 复合核寿命范围为 $10^{-14} \sim 10^{-20}$ 秒。这个寿命值通常可以用来判断是否存在复合核反应机制。

布雷特-威格纳单能级公式 Breit-Wigner single-level formula

对于低能的入射粒子, 特别是中子, 核反应激发曲线中会呈现分立的狭窄的共振峰, 相应的能量称为共振能量。对于复合核共振反应 $A(a, b)B$ 和 l 分波的入射粒子, 它的反应截面 $\sigma_{a,b}$ 由布雷特-威格纳单能级公式给出:

$$\sigma_{a,b} = \pi k^2 g \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}$$

$k = \frac{1}{h} = \frac{\hbar}{\mu v}$, μ 为入射道约化质量, v 为入射粒子速度。

Γ_a = 复合核发射粒子 a 的分宽度, 决定复合核发生弹性散射的几率。

Γ_b = 复合核发射粒子 b 的分宽度, 决定复合核发射粒子 b 的几率。

$$\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b$$

Γ = 复合核能级总宽度, 表示复合核总衰变几率。

Γ_r = 复合核反应宽度, 表示复合核除沿入射道外, 其它所有反应道的衰变几率。

E_0 = 共振能量

E = 入射道动能

$$g = \frac{2I_c + 1}{(2I_A + 1)(2I_a + 1)} \text{ 称做统计因子}$$

I_a = 入射粒子自旋

I_A = 靶核自旋

I_c = 复合核自旋

$$I_c = I_A + I_a + I$$

对于 S 波中子, $l = 0$; $I_a = I_s = \frac{1}{2}$, $I_c = I_A \pm \frac{1}{2}$

$$g = \frac{1}{2} \left(1 \pm \frac{1}{2I_A + 1} \right).$$

布雷特-威格纳单能级公式仅表明复合核共振附近反应截面与入射粒子能量的关系, 它只适于复合核一个单能级发生共振的情况。截面值不包括非共振部分的贡献。

直接核反应 direct reaction

这是核反应中另一种极端情况。入射粒子同靶核作用不经过中间复合核而直接生成反应产物。在这种反应过程中, 只涉及到

弹靶-系统中少数自由度，反应进程很快，约 10^{-22} 秒，与入射粒子穿过靶核的时间相当。这样一类“瞬时”发生的核反应叫做直接核反应（又称做直接相互作用）。存在直接核反应过程已由许多实验所证实。当入射粒子能量较高，又不处于相应的共振能量附近时，直接核反应是主要的。直接反应出射粒子的角分布呈朝前峰。

直接核反应类型 types of direct reaction

根据直接核反应过程的特点基本上分三类：

1. 非弹性散射 弹核和靶核“擦边”而过。它们之间有动能的交换使靶核发生振动或形变，但没有交换核子。

2. 剥裂反应（或其逆过程，掇拾反应） 弹核与靶核发生作用时，有一个或几个核子从弹核中出来进入靶核。例如氘核剥裂反应 $^{11}\text{B}(d, n)^{12}\text{C}$ ，一个质子从氘核中出来进入靶核形成了 ^{12}C 。

3. 敲出反应 弹核轰击靶核时直接将靶核中一个或几个核子打出来，而弹核组成不变。例如 $(p, 2p)$ ， $(p, p'd)$ 反应等。图1-10-6表示了剥裂和敲出反应示意图。

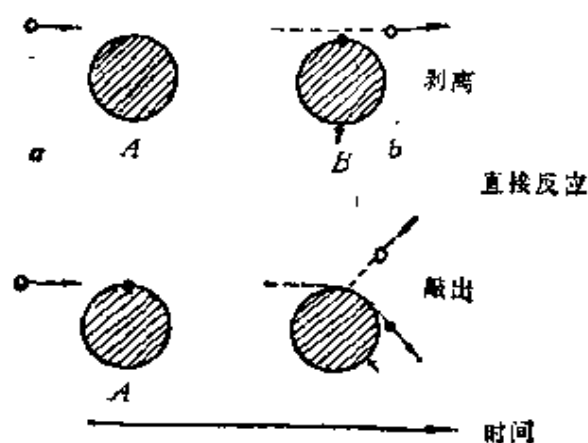


图 1-10-6

处理直接反应最常用的方法是玻恩近似。根据叠代初始波函数取法的不同，可以分为平而波玻恩近似 (PWBA)、扭曲波玻

恩近似 (DWBA) 和耦合道玻恩近似 (CCBA) 等。

光学模型 optical model

在核反应中, 入射粒子同靶核的作用可以看做是入射粒子在靶核提供的平均势场中的运动。这个平均场是以靶核中心为原点、有一定半径和深度的势阱。纯实数势阱不能解释入射粒子被吸收的现象; 当用复数形式的核势(实部描述散射, 虚部描述吸收)处理平均场作用时, 由薛定谔方程求解便成功地解释了核反应的散射和吸收现象。这种描述核反应的复数位阱模型叫光学模型。复数位势叫光学势, 光学势通常由唯象方法来确定, 也可以通过核结构微观理论作近似计算。光学势一般有两种类型,

1. 复数直角势

$$V(r) = \begin{cases} -(V_0 + iW_0) & r \leq R \\ 0 & r > R \end{cases}$$

V_0 和 W_0 是正实数, $R = R_1 + R_2$, 是入射道半径。

$R_1 = r_0 A^{1/3}$, r_0 是核半径参数。 r 是入射粒子同靶粒子中心的距离。

2. 伍兹-萨克森势

$$V(r) = \frac{-(V + iW)}{1 + \exp\left(\frac{r - R}{a}\right)}$$

a 是表面厚度参量。

采用伍兹-萨克森势计算的结果比直角势能更好符合实验结果。光学势中的参数 V_0 、 W_0 、 V 、 W 、 r_0 和 a 等都由实验拟合来确定。

利用光学模型可以计算核反应散射和吸收截面, 可以解释巨共振现象以及势弹性散射、角分布等。

核裂变现象 nuclear fission phenomenon

一个重原子核分裂为两个或几个较小原子核的现象叫原子核裂变，简称核裂变。

1932年查德威克发现中子后，费密等人就开始系统研究用中子轰击重核所引起的反应。他们的目的是想通过铀核的 (n, γ) 反应，再经过 β 衰变获得超铀元素。许多人做了实验但得到的结果各不相同。有的认为发现了超铀元素；有的却说得到了镭和钒。1939年哈恩（O·Hahn）和斯特拉斯曼（F·Strassmann）对中子轰击铀的产物经过一系列严格的化学分析认为：中子轰击铀核产生了原子序数低于铀（ $z = 92$ ）的原子核。所谓的镭和钒实际上是原子量远比它们小的钡和钡。同年，迈特纳（L·Meitner）等人提出铀核俘获中子后分裂为质量大约相等的两个核，称做核碎片。他们借用生物学上的术语，把重核分裂的过程叫做原子核裂变。重核分裂为两个核碎片的现象叫做二分裂变。1947年我国物理学家钱三强等发现了中子轰击铀核产生的三分裂现象。第三个粒子可以是 α 粒子或者是和另外两个碎片质量相近的碎片。

原子核裂变还伴随有中子产生和能量释放。产生的中子可以引起裂变链式反应。每次裂变释放能量约 200MeV，远大于化学反应能（几个eV）和普通的核反应能（几个MeV）。核裂变的发现使人类找到了大规模利用核能的途径。另一方面，由于原子核反应堆的建立，利用中子核反应制造了大量的人工放射性核素，大大促进了放射性核素应用的发展。

自发裂变 spontaneous fission

原子核在没有外来粒子轰击下自行发生裂变的现象叫原子核自发裂变。它是1940年由弗廖罗夫（G·N·Flerov）和彼得扎克（K·A·Pertshak）首先发现的。

对于重核(Z, A)发生对称裂变 $2\left(\frac{Z}{2}, \frac{A}{2}\right)$ 的 Q 值为

$$Q = M(Z, A) - 2M\left(\frac{Z}{2}, \frac{A}{2}\right)$$

由原子核结合能半经验公式得到

$$Q = (1 - 2^{\frac{1}{3}})a_v A^{\frac{2}{3}} + (1 - 2^{-\frac{2}{3}})a_c Z^2 A^{-\frac{1}{3}}$$

若 $a_v = 18.33\text{MeV}$, $a_c = 0.714\text{MeV}$, 则

$$Q = -4.76A^{\frac{2}{3}} + 0.264Z^2 A^{-\frac{1}{3}}$$

从能量关系上来说,若 $Q > 0$ 则重核裂变就是可能的。由此得到重核自发裂变的临界值

$$\frac{Z^2}{A} > \frac{4.76}{0.264} = 18$$

$A \geq 90$ 的核可以满足上述关系, 应当有自发裂变发生。但由于存在着库仑位垒, 一般情况下自发裂变几率很小, 实验上观测不到。只有很重的核(比钍重)才有较大的自发裂变几率。一些核自发裂变的半衰期列于表1-10-3。一般来说, 核愈重, z 值愈大, 裂变位垒愈低, 自发裂变半寿命也愈小。

表 1-10-3

核素	半 寿 命	核素	半 寿 命
^{230}Th	$\geq 1.5 \times 10^{17}\text{a}$	^{243}Cf	$1.5 \times 10^9\text{a}$
^{232}Th	$> 10^{20}\text{a}$	^{250}Cf	$(1.5 \pm 0.5) \times 10^4\text{a}$
^{232}U	$8 \pm 5.5 \times 10^{13}\text{a}$	^{252}Cf	$66 \pm 10\text{a}$
^{233}U	$(1.2 \pm 0.3) \times 10^{17}\text{a}$	^{254}Cf	$56.2 \pm 0.7\text{d}$
^{234}U	$1.6 \times 10^{16}\text{a}$	^{253}Es	$3 \times 10^5\text{a}$
^{235}U	$1.8 \times 10^{17}\text{a}$	^{254}Es	$> 2.5 \times 10^7\text{a}$
^{236}U	$2 \times 10^{16}\text{a}$	^{255}Es	$2440 \pm 140\text{a}$
^{238}U	$5.9 \times 10^{18}\text{a}$	^{244}Fm	$\geq 3.3 \pm 0.5\text{ms}$

续表

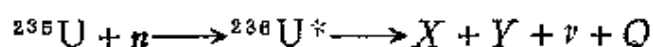
核素	半 寿 命	核素	半 寿 命
^{237}Np	$>10^{10}\text{a}$	^{246}Fm	$10 \pm 5\text{h}$
^{236}Pu	$3.5 \times 10^9\text{a}$	^{250}Fm	$\sim 10\text{a}$
^{238}Pu	$(5 \pm 0.6) \times 10^{10}\text{a}$	^{252}Fm	115a
^{239}Pu	$5.5 \times 10^{15}\text{a}$	^{254}Fm	200d
^{240}Pu	$1.2 \times 10^{11}\text{a}$	^{255}Fm	$(1.2 \pm 0.6) \times 10^4\text{a}$
^{241}Pu	$(7.06 \pm 0.19) \times 10^{10}\text{a}$	^{256}Fm	3h
^{244}Pu	$(2.5 \pm 0.8) \times 10\text{a}$	^{257}Fm	120a
^{241}Am	$(2.3 \pm 0.8) \times 10^{14}\text{a}$	^{258}Fm	$380 \pm 60\mu\text{s}$
^{242}Am	$(9.5 \pm 3.5) \times 10^{11}\text{a}$	^{257}Md	$\geq 30\text{h}$
^{243}Am	$(3.3 \pm 0.3) \times 10^{13}\text{a}$	^{252}No	$\sim 7.5\text{s}$
^{240}Cm	$1.9 \times 10^6\text{a}$	^{254}No	$\geq 9 \times 10^4\text{s}$
^{242}Cm	$7.2 \times 10^6\text{a}$	^{256}No	$\sim 1500\text{s}$
^{244}Cm	$1.4 \times 10^7\text{a}$	^{258}No	$1.2 \times 10^{-3}\text{s}$
^{245}Cm	$(2 \pm 0.8) \times 10^7\text{a}$	^{256}Lw	$>10^5\text{s}$
^{248}Cm	$(4.6 \pm 0.5) \times 10^6\text{a}$	^{257}Lw	$>10^5\text{s}$
^{250}Cm	$2 \times 10^4\text{a}$	^{258}Lw	$\geq 20\text{s}$
^{249}Bk	$(1.65 \pm 0.17) \times 10^9\text{a}$	^{261}Rf	$\geq 650\text{s}$
^{246}Cf	$(2.1 \pm 0.3) \times 10^3\text{a}$	$^{261}\text{105}$	8s
^{248}Cf	$7 \times 10^3\text{a}$		

诱发裂变 induced fission

重原子核由于受到外来粒子的作用而发生的裂变叫诱发裂变。它实际上也是一种核反应过程，可以记作 $A(a, f)XY$ 。 f 表示裂变， X 和 Y 表示裂变碎片。具有一定能量的 n 、 p 、 d 、 α 、 γ 和重离子等都可以引起核裂变。

中子诱发的裂变尤为重要。由于中子与靶核间不存在库仑作用，能量很低的中子就可以进入核内使核激发产生裂变。裂变过程中又有新的中子产生，可再次引起靶核的裂变，形成裂变链式

反应。例如，热中子轰击 ^{235}U 形成复合核 $^{236}\text{U}^*$ 并发生裂变：



X 和 Y 是一组互补的碎片，例如 ^{139}La 和 ^{95}Mo ； ν 表示裂变产生的中子数。

能够被热中子产生诱发裂变的核素叫做核燃料，它们是奇 A 核： ^{233}U 、 ^{235}U 和 ^{239}Pu ，其中 ^{235}U 天然存在，丰度0.7%； ^{233}U 和 ^{239}Pu 非天然存在，它们由核反应产生。反应过程如下：

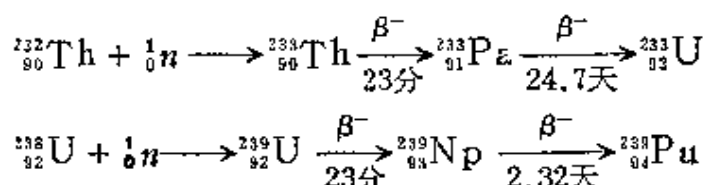


表1-10-4列出了几种核素的热中子截面。 σ_f 表示裂变截面， σ_γ 表示俘获截面， σ_a 表示吸收截面， σ_t 表示总截面，单位为靶。

表 1-10-4

	^{233}U	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu
σ_f	533.1	582.2	/	742.5
σ_γ	47.7	98.6	2.7	268.8
σ_a	578.8	680.8	2.7	1011.3
σ_t	587.0	694.6	11.6	101.9

有些锕系区的偶偶核不能被热中子诱发裂变。只有入射中子能量达到某一数值时，这些核才产生裂变。这样的裂变叫有阈裂变， ^{238}U 的裂变阈能约1.4MeV。

因此只有快中子才能引起 ^{238}U 裂变。因为偶偶核俘获一个热中子后，复合核的激发能低于裂变位垒；而当入射中子有足够高动能使复合核激发能超过裂变位垒时，裂变才有明显的几率。其它一些核，如 ^{234}U 、 ^{236}U 、 ^{232}Th 等也都需要入射快中子才能引起裂变。

裂变位垒 fission barrier

核裂变需要克服的最低势垒叫裂变位垒。图1-10-7表示核裂变过程中势能随核形变大小而变化的示意图。裂变核基态呈球

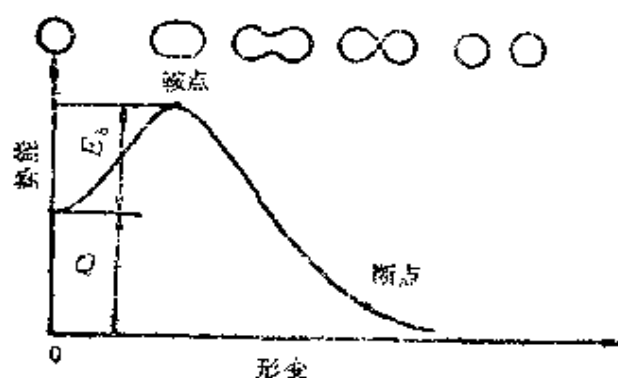


图 1-10-7

形。如果核发生小形变，势能增高，表明球形核是稳定的， Q 表示裂变能， E_b 是裂变位垒，裂变位垒顶部叫鞍点。形变超过鞍点后势能随形变增大而下降。当形变增大到一定程度时，裂变核断开而形成两个相分离的碎片，断裂时的形变称为断点。只有当裂变核的激发能超过裂变位垒时，才可能发生裂变。不同核有不同的裂变位垒。表1-10-5列出了实验上测量的一些核素的裂变位垒。

裂变碎片和产物 fragments and products from fission

原子核裂变后生成的原子核叫做裂变碎片，一般它们是远离 β 稳定线的丰中子核素。具有高激发能的裂变碎片会发射中子，发射中子后的碎片叫做裂变产物。裂变产物又可分为未经 β 衰变的初级产物和经过 β 衰变的次级产物（ β 衰变子体）。碎片质量与裂变产物质量间有些差异，但主要分布特征无差别。裂变产物质量数约分布于72—158之间，大约有30多种元素共200多种放射性核素，其中初级产物约60多种。

表 1-10-5

核 素	势垒高度 (MeV)	核 素	势垒高度 (MeV)
^{173}Lu	28.7 ± 3	^{240}U	5.7
^{191}Ta	27 ± 3	^{237}Np	5.6 ± 0.3
^{186}Os	23.4 ± 0.5	^{238}Np	6.0
^{187}Os	22.7 ± 0.5	^{239}Pu	5.8
^{189}Ir	22 ± 3	^{240}Pu	5.9
^{194}Hf	21.8 ± 0.7	^{241}Pu	5.9
^{201}Tl	22.3 ± 0.5	^{242}Pu	5.8 ± 0.3
^{207}Bi	22.6 ± 0.5	^{243}Pu	5.8
^{210}Po	20.4 ± 0.5	^{244}Pu	5.4 ± 0.3
^{211}Po	19.7 ± 0.5	^{245}Pu	5.4
^{212}Po	18.6 ± 0.5	^{241}Am	5.9 ± 0.3
^{213}At	16.8 ± 0.5	^{242}Am	6.4
^{234}U	6.0	^{244}Am	6.3
^{235}U	5.8	^{245}Cm	6.2
^{236}U	5.9	^{247}Cm	5.9
^{237}U	6.1	^{249}Cm	5.5
^{238}U	5.8	^{249}Bk	5.9
^{239}U	6.2	^{253}Cf	5.3 ± 0.3

裂变碎片质量分布 mass distribution of fragments

裂变碎片产额与其质量数的关系称做裂变碎片质量分布，对于 $z \leq 84$ 和 $z \geq 100$ 的核素，裂变碎片以 $\frac{A_f}{2}$ 呈对称分布；对于 $90 \leq z \leq 98$ 的核素，无论是自发裂变还是低激发能的诱发裂变，裂变碎片的质量分布是非对称的。图1-10-8表示了 ^{235}U 诱发裂变碎片质量的分布。非对称裂变是主要的。当中子能量增加时，对称裂

变比例增大。重碎片峰位 $A_H \approx 140$, 轻碎片峰位 $A_L \approx 96$, 产额约为6%。 ^{235}U 热中子对称裂变峰位 A_s 为118, 产额约为0.01%。其它核如 ^{234}U 、 ^{238}U 、 ^{240}Pu 和 ^{252}Cf 等也都是以非对称裂变为主。

裂变碎片总动能 total kinetic energy of fragments

裂变碎片总动能 TKE 是指一对互补碎片初动能之和。实验发现裂变碎片总动能只与裂变核的原子序数和质量数有关, 而与裂变核的激发能无关。碎片总动能主要来源于断裂时的库仑能。假设裂变核 (A, z) 发生对称裂变和球形相切可以近似估算这个能量的大小。两相切球形碎片的库仑能,

$$V_e = \frac{z_1 z_2 e^2}{R_1 + R_2} = \frac{\left(\frac{z}{2}\right)^2 e^2}{2\left(\frac{A}{2}\right)^{1/3} r_0} = \frac{z^2 e^2}{8\left(\frac{1}{2}\right)^{1/3} r_0 A^{1/3}}$$

核半径常数 $r_0 = 1.45 \text{ fm}$, 对于 ^{235}U 热中子裂变来说, $V_e \approx 214 \text{ MeV}$ 。而实验上测定的总动能为 168.3 MeV , 1966年维拉(V. E. Viola)给出一个适于 $z (= z_1 + z_2) \leq 116$ 的裂变核 (z, A) 碎片总动能的经验公式, 通常叫维拉公式:

$$TKE = 0.1071 z^2 A^{-1/3} + 22.3 \text{ MeV}$$

裂变中子 neutron from fission

核裂变放出的中子通称裂变中子。裂变核发生裂变后, 产生

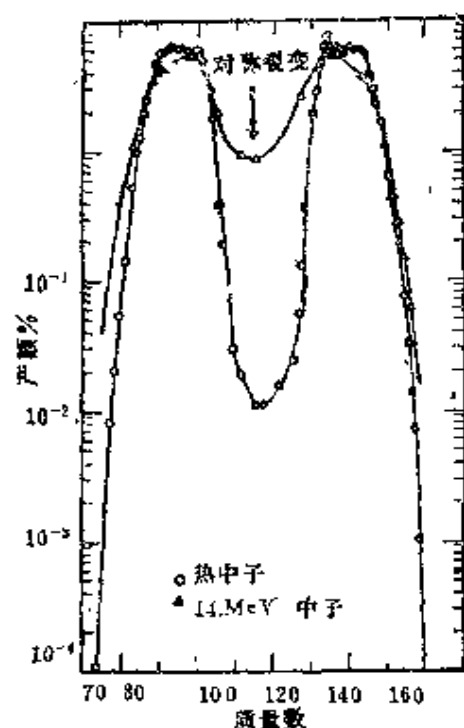


图 1-10-8

的初级碎片是远离 β 稳定线的丰中子核素,并且有较大的激发能。碎片会蒸发出一定量的中子。从时间上来说,大约在裂变后 10^{-13} 秒内发射,此时的中子叫瞬发中子;在 β 衰变链上的核素也有可能发射中子,这些中子叫缓发中子。瞬发中子能谱是连续的,从0—15 MeV都有,主要分布在0.1—5 MeV之间,平均能量约为2 MeV。瞬发中子能谱服从麦克斯韦分布:

$$N(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} T_M^{3/2} \sqrt{E} \exp\left(-\frac{E}{T_M}\right)$$

式中 E 表示中子能量; T_M 叫有效核温度(有的叫麦克斯韦温度),它与裂变中子平均能量 \bar{E} 的关系:

$$\bar{E} = \frac{3}{2} T_M$$

泰瑞尔 (I. Terrell) 由蒸发模型给出了裂变中子平均能量 \bar{E} 与每次裂变放出的平均中子数 $\bar{\nu}$ 之间的半经验公式:

$$\bar{E} = A + B \sqrt{1 + \bar{\nu}}$$

参数 A 和 B 由实验结果拟合确定, $A = 0.75$, $B = 0.65$ 。对于 ^{252}Cf 自发裂变, $T_M = 1.453 \pm 0.017 \text{ MeV}$, $\bar{E} = 2.179 \pm 0.025 \text{ MeV}$ 对于 ^{235}U 热中子诱发裂变, $T_M = 1.319 \pm 0.019 \text{ MeV}$, $\bar{E} = 1.979 \pm 0.029 \text{ MeV}$ 。

裂变中子角分布在实验室系倾向于碎片飞行方向;在质心系中近似为各向同性,这表明裂变中子主要是从碎片蒸发出来的。

平均中子数 $\bar{\nu}$ average neutron number

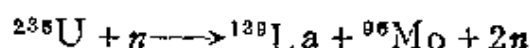
裂变中子包括瞬发中子和缓发中子,其中瞬发中子贡献是主要的。一般来说,裂变平均中子数 $\bar{\nu}$ 随裂变核原子序数或质量数增大而增大。表1-10-6列出了几种核裂变放出的平均中子数 $\bar{\nu}$ 值。

表1-10-9 裂变核放出的平均中子数

热中子诱发裂变		自发裂变	
裂 变 核	$\bar{\nu}$	裂 变 核	$\bar{\nu}$
^{243}U	2.478 ± 0.007	^{238}U	2.00 ± 0.08
^{236}U	2.405 ± 0.005	^{240}Pu	2.16 ± 0.02
^{240}Pu	2.884 ± 0.007	^{242}Pu	2.15 ± 0.02
^{242}Am	3.22 ± 0.04	^{246}Cm	3.00 ± 0.20
^{244}Cm	3.43 ± 0.05	^{252}Cf	3.764
^{246}Cm	3.83 ± 0.03	^{254}Cf	3.88 ± 0.14

裂变液滴模型 fission liquid drop model

玻耳和惠勒 (J. A. Wheeler) 用核液滴模型成功地解释了核裂变现象。这个模型假设原子核是一个带电的液滴。核力使原子核保持稳定。原子核表面张力力图使原子核具有最小面积。通常要使一个液滴分裂成两个较小的液滴，首先必须供应一定的能量来改变液滴的形状。核裂变与这种情况相似。现在以 ^{235}U 热中子诱发裂变为例说明如下：



复合核 ^{236}U 的基态是稳定的球形核($T_{1/2} = 2 \times 10^{16}$ 年)，它只有绕平衡位置的小振动不会产生裂变。但是当 ^{236}U 处于激发态时，它会产生形变，一部分激发能变成形变势能；如果能量不够大，原子核形变小最后还可能恢复原来的稳定形状；如果能量足够大，原子核会进一步由椭球变成哑铃形，最后由于库仑排斥力可使哑铃断开，两块核物质相互脱离而飞出，原子核就发生了裂变。图1-10-9表示了原子核裂变的过程。

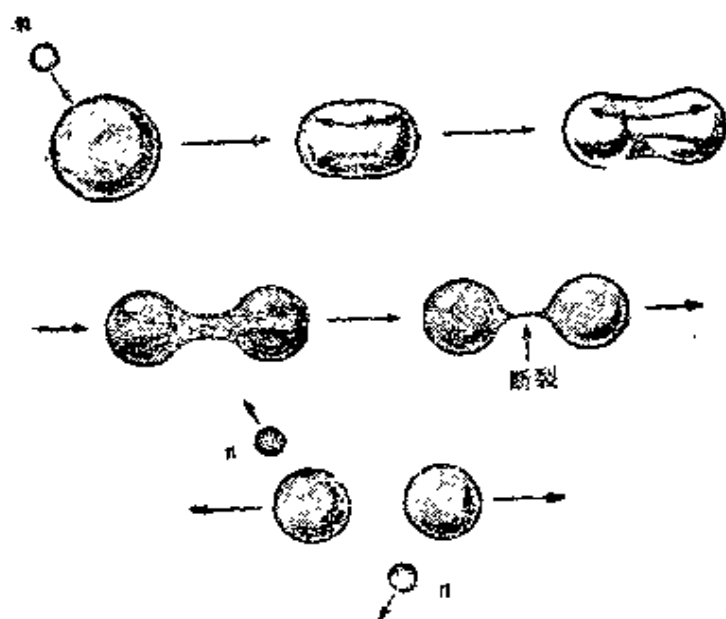


图 1-10-9

今假定原子核发生形变时其体积不变，并且忽略对能的微小变化，则可认为裂变核势能的变化 ΔE 主要是库仑能和表面能的变化。当一个球形核(半径 R)变成椭球($a = R(1 + \epsilon)$, $b = R/(1 + \epsilon)^{1/2}$, $\epsilon > 0$)时，它的势能的变化(经计算)

$$\Delta E = \frac{2}{5} \epsilon^2 E_{s,0} (1 - \alpha)$$

其中 $\alpha = \frac{E_{c,0}}{2E_{s,0}}$ 叫可裂变参数， $E_{s,0}$ 为球形核的表面能； $E_{c,0}$ 为均匀体电荷分布球形原子核的库仑能。

当 $\alpha < 1$ 时， $\Delta E > 0$ 表示原子核形变后势能增大，所以球形核是稳定的。当 $\alpha > 1$ 时， $\Delta E < 0$ 表示原子核形变后势能降低，球形原子核是不稳定的，形变将导致裂变。

根据液滴模型结合能半经验公式可以得到：

$$\alpha = 0.0200 \frac{Z^2}{A}$$

对于 $\alpha = 1$ ，有 $\frac{Z^2}{A} = 50.0$ ，此值称做 $\left(\frac{Z^2}{A}\right)$ 的临界值。

链式反应 chain reaction

一个裂变核吸收中子裂变后,所产生的裂变中子又会引起另一个裂变核发生裂变,这样一个使裂变持续发生的过程叫原子核裂变链式反应。要实现链式反应就要求在裂变物质不断发生裂变的过程中,中子密度不随时间减少。在介质中 t 时刻的中子密度

$$n(t) = n(0)e^{-(k-1)t/\tau}$$

$n(0)$ 是初始时刻的中子密度; k 是中子倍增因子,它表示一个中子经过一代倍增所生成的中子数; τ 表示一代中子由产生到被吸收的平均寿命。当 $k > 1$ 时,中子密度随时间指数增长,链式反应可以持续进行并越来越激烈。

链式反应的临界条件是 $k \geq 1$,其中 $k = 1$ 叫做临界状态。原子弹爆炸属于 $k > 1$ 的情形。受控的裂变反应堆严格地使 $k = 1$ 。

链式反应可以释放出大量的核能量($\sim 200\text{MeV}$ /一次裂变),这个能量可以被人类所利用。

聚变反应 fusion reaction

它是指轻原子核合成较重原子核的反应过程。由于较轻原子核的平均结合能比中重原子核的($\sim 8.4\text{MeV}$)小,因此聚变核反应也将释放出大量能量。原子核聚变反应是宇宙中能量的主要来源。太阳和宇宙中其它大量恒星能长时间发热发光都是由于轻核聚变的结果。天体中主要有两种聚变反应过程。

1. 质子—质子反应链

反应方程	反应寿命
$P + P \rightarrow D + e^+ + \nu_e$	$7 \times 10^8 \text{年}$
$D + P \rightarrow {}^3_2\text{He} + \gamma$	4秒
${}^3_2\text{He} + {}^3_2\text{He} \rightarrow {}^4_2\text{He} + 2P$	$4 \times 10^5 \text{年}$
结果: $4P \rightarrow {}^4_2\text{He} + 2e^+ + 2\nu_e$	

恒星寿命主要由第一个反应决定。

2. 碳—氮反应链

反应方程	反应和衰变寿命
$^{12}_6\text{C} + P \rightarrow ^{13}_7\text{N} + \nu e$	10^6 年
$^{13}_7\text{N} \rightarrow ^{13}_6\text{C} + e^+ + \nu e$	10分
$^{13}_6\text{C} + P \rightarrow ^{14}_7\text{N} + \nu$	2×10^5 年
$^{14}_7\text{N} + P \rightarrow ^{15}_8\text{O} + \gamma$	2×10^7 年
$^{15}_8\text{O} \rightarrow ^{15}_7\text{N} + e^+ + \nu e$	2分
$^{15}_7\text{N} + P \rightarrow ^{12}_6\text{C} + ^4_2\text{He} + \gamma$	10^4 年

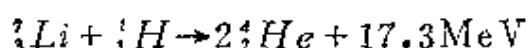
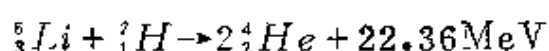
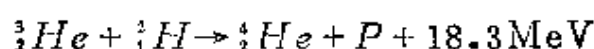
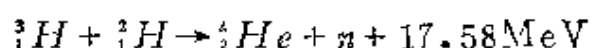
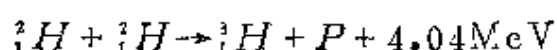
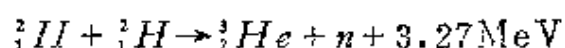
结果: $4P \rightarrow ^4_2\text{He} + 2e^+ + 2\nu e$

在碳—氮反应链中, C、N等元素只起催化剂作用, 经过几百万年后达到稳定丰度, 其量不再变化。

反应过程释放的能量为 $Q(4P \rightarrow ^4_2\text{He}) = 26.72\text{MeV}$, 其中约25MeV用于恒星加热, 其余的由中微子带走。

热星: 恒星中心温度高于 $18 \times 10^8\text{K}$, 能量来源主要是碳—氮链。冷星: 恒星中心温度低于 $18 \times 10^8\text{K}$, 以质子—质子链反应为主。太阳中心温度为 $15 \times 10^8\text{K}$, 因此太阳是一个冷星。反应以P-P链为主, 其产生的能量约占总能量的96%。

地球上人类可以利用的聚变反应:



这些聚变反应是人类巨大的能源宝库。就目前的估计, 地球上可利用的化石燃料(煤、石油等)值约100Q($1\text{Q} = 1.05 \times 10^{21}$ 焦耳), 裂变燃料热值200Q。若全球每年消耗能量为1Q(为目前的5倍), 它们总共只够三个世纪的需要。对于氘—氘聚变反应来说, 全地球水的总聚变潜能为 $1.5 \times 10^{10}\text{Q}$, 足供人类使用几

十亿年。

受控聚变反应 controlled fusion reaction

目前人类企图实现的受控聚变反应主要是 $D-D$ 和 $D-T$ 两个反应，这些反应在温度不太高时有较大的反应截面。经过几十年的努力，人们关于实现可控热核聚变反应基本条件的认识如下：

1. 聚变反应须在等离子体中进行；
2. 等离子体温度 $T \geq 10^8 \text{K}$ ；
3. 等离子体密度 $n \simeq 10^{15}/\text{cm}^3$ ；
4. 需要磁场约束，约有2000奥斯特的磁场以维持等离子体的密度和温度；
5. 等离子体被约束应具有一定的持续时间 τ 。

人们经过计算提出了达到临界要求的劳逊 (Lawson) 判据：

对于 $D-D$ 反应 $n\tau \geq 10^{15} \text{秒/厘米}^3$, $kT = 50 \text{keV}$ ；

对于 $D-T$ 反应 $n\tau \geq 6 \times 10^{13} \text{秒/厘米}^3$, $kT = 10 \text{keV}$ 。

k 是玻耳兹曼常数。由此看来， $D-T$ 反应比较容易实现。

重离子核反应 heavy ion induced nuclear reaction

所有原子序数 $z > 2$ 、质量数 $A > 4$ 的弹核和靶核间的核反应统称为重离子核反应。50年代末，人们开始加速C、N、O等原子核作为炮弹去轰击原子核。60年代中期到70年代初期，重离子核反应逐步成为获得人工合成超铀元素的主要手段。在寻找超重元素的热潮中，几台重离子加速器先后投入使用，使重离子核反应研究得到了迅速地发展。现在以重离子核反应为基础的重离子物理学已成为原子核物理学一个独立的分支，这是一个发展中的领域，很多潜在的可能性还没有得到发掘和利用，多方面的研究工作有待于进一步开展。从能量上来说，重离子核反应可以划分为三个能区：低能区， $E_u \lesssim 20 \text{MeV/u}$ ；中能区， $E_u \approx 20 - \text{几百} \text{MeV/u}$ ；高能区， E_u

\approx 几百MeV—几个GeV/u。 E_u 表示入射粒子每个核子的动能。

重离子反应特征 some features of heavy ion reaction

由于重离子的电荷和质量数都大，同轻粒子 (p 、 d 、 n 、 α 等) 相比，其反应特点如下：

1. 库仑作用强 例如两铀核间的库仑位垒高达700MeV。因此，铀核的能量至少为1400MeV (L 系) 才能克服库仑位垒，达到核力作用范围产生核反应。另一方面，由于存在强的库仑作用，即使入射离子能量达不到库仑位垒，弹核和靶核间也能发生作用。例如库仑激发，由此可以研究核形状、核振动和核转动运动等。

2. 高激发、高角动量态 由于重离子质量大，与具有相同速度的轻粒子相比，弹核带入的能量和角动量都大，其产物，例如复合核将具有高的激发能和高的角动量。激发能达到几百MeV，角动量可达到50—60 \hbar ，由此可以研究高激发态高角动量态核的性质。

3. 反应复杂 重离子种类多能量范围宽，重离子间核反应涉及到大块核物质间的作用，开放的反应道多，产生了许多新的核素，发现了许多新的反应机制。

重离子反应经典近似 classical approximation of heavy ion reaction

原子核是一个量子系统，一般都是由量子力学概念来描述。对于重离子核反应来说，由于核的质量、能量和角动量都大，纯粹的量子力学描述可能太复杂，甚至是不可能的。量子力学经典近似条件表明，当一个粒子的德布罗意波长远小于它的运动尺度时，可以用经典力学方法来处理。

设弹核质量 M_p ，靶核质量 M_T ，弹核以速度 v 轰击静止靶核，则约化德布罗意波长

$$\lambda = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu E}}$$

$$E = \frac{M_T}{M_p + M_T} E_L$$

E_L = 入射粒子动能 (L系)

$$\mu = \frac{M_p \cdot M_T}{M_p + M_T}$$

例如对于反应 $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar} (E_L = 400 \text{ MeV})$, 相应的 $\lambda = 0.043 \text{ Fm}$ 。靶核 ^{232}Th 的半径 $R \sim 9 \text{ Fm}$, 由此可以认为 $\lambda \ll R$ 。一般情况下, 重离子碰撞满足经典近似条件。经典处理意味着可以用轨道概念来描述碰撞运动过程。经典处理使问题大为简化, 大量的结果表明, 经典近似是研究重离子核反应的基本方法之一。

重离子反应分类 sorts of heavy ion reaction

由重离子碰撞经典近似可知, 具有一定大小冲击参数的入射粒子对应于一定的运动轨道。根据冲击参数的大小和弹—靶间作用特征, 重离子反应可分为三类, 如图1-10-10所示。

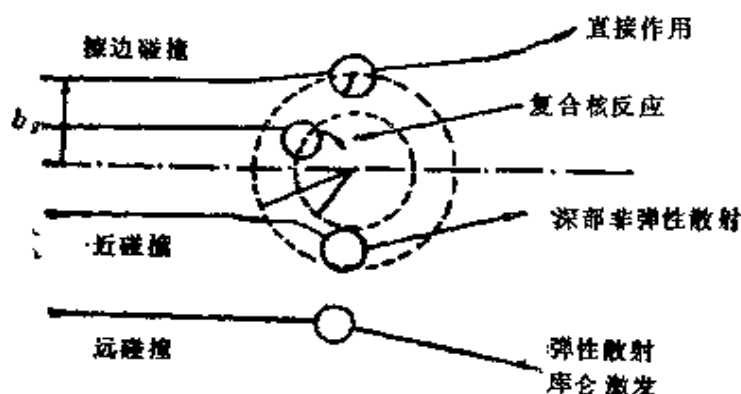


图 1-10-10

1. 远碰撞 冲击参数大, 弹核—靶核间仅有库仑作用 (没有核力作用), 主要发生库仑散射和库仑激发, 靶核可以处于高自旋态产生裂变 (库仑裂变)。

2. 擦边碰撞 当冲击参数大约等于弹核和靶核半径之和

时,核力开始起作用。但库仑力仍为两核作用的主要部分,实际上是两核表面相擦而过。反应过程中只涉及到核浅表面区域中少数核子,可能发生弹性散射、非弹性散射或准弹性散射(两核交换了少数核子,并有少量能量、质量和电荷的交换)。擦边碰撞经历时间很短,类似于轻粒子反应中的直接作用过程,所以擦边碰撞又叫做重离子直接作用。

3. 近碰撞 冲击参数进一步减小,两核靠得更近,核力作用逐渐加强最后成为主要的。近碰撞引起弹核与靶核强烈扰动,涉及到相当多甚至全部核子。这种作用也可称为两核间体相互作用,将有多重反应过程发生,例如深部非弹性散射、全熔合反应、碎裂反应等。

重离子反应截面 cross section of heavy ion reaction

当两重离子间的冲击参数 $b \leq b_g$, (b_g 表示擦边碰撞冲击参数) 时,它们的反应截面

$$\sigma_R = \pi b_g^2,$$

由能量守恒 $E_{CM} = V_{int}(R_{gr}) + \frac{l_{gr}^2}{2\mu R_{gr}^2}$ 和角动量守恒 $P_\infty b_{gr} = PR_{gr} = l_{gr}$ 可以得到

$$\sigma_R = \pi R_{gr}^2 \cdot \left(1 - \frac{V_{int}(R_{gr})}{E_{CM}} \right)$$

其中 P_∞ 为入射粒子相距无穷远时的动量; P 是弹—靶相距 R_{gr} 时动量; E_{CM} 为入射道动能, $V_{int}(R_{gr})$ 表示相互作用位垒, $V_{int}(R_{gr}) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_{gr}}$, l_{gr} 表示擦边角动量 $l_{gr} = R_{gr} \cdot$

$\sqrt{2\mu(E_{CM} - V_{int}(R_{gr}))/\hbar}$, μ 为入射道约化质量, R_{gr} 为两核擦边碰撞时质心间距离,可由如下经验公式计算。

$$R_{gr} = \begin{cases} 1.36(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 0.5 & F_n \text{ 当 } A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \approx 4-9 \\ 1.16(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 2.4 & F_m \text{ 当 } A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \approx 9-12 \end{cases}$$

R_g 值比两相切球心间距离 ($\sim 1.2 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) R_m$) 大得多, A_1 为弹核质量数, A_2 为靶核质量数。

全熔合反应 complete fusion reaction

与轻粒子复合核反应相同, 两重离子 (z_1, A_1) 和 (z_2, A_2) 间相互作用形成一个完全平衡的中间复合核, 其寿命为 $10^{-16} - 10^{-20}$ 秒, 复合核处于高激发态和高角动量态。它将通过发射轻粒子 (n, p, α 等)、 γ 射线或者对称裂变等退激到基态。这样的反应过程在重离子核反应中叫全熔合反应。实际上这是玻尔关于轻粒子复合核反应在重离子反应中的推广。玻耳独立性假设同样成立: 复合核的退激与它形成的方式无关, 只取决于复合核激发态的性质。

全熔合反应是研究高温高角动量核性质的理想工具; 人工合成超铀元素主要也是通过全熔合反应形成复合核蒸发中子得到的。

全熔合截面 cross section of complete fusion

实验上测量的全熔合截面一般由两部分组成,

$$\sigma_{CF} = \sigma_{ER} + \sigma_{FF}$$

式中 σ_{ER} 为熔合蒸发截面, σ_{FF} 为熔合裂变截面。对于较轻的熔合体系 ($z_1 z_2 < 150$), 熔合蒸发截面是主要的, 即 $\sigma_{CF} \approx \sigma_{ER}$ 。对于较重的熔合体系, ($z_1 z_2 > 850$), 熔合裂变截面是主要的, 即 $\sigma_{CF} \approx \sigma_{FF}$ 。

全熔合截面实验测量所得主要结果:

1. 轻体系全熔合截面显示不同的能区特性。低能时, 全熔合截面近似等于反应截面, 并且随入射粒子能量增加而增加。当达到某一值后, 入射粒子能量再增大, 全熔合截面反而降低, 并且与反应截面差距加大。图1-10-11表示了 $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 全熔合反应截面与入射粒子能量倒数间的关系。

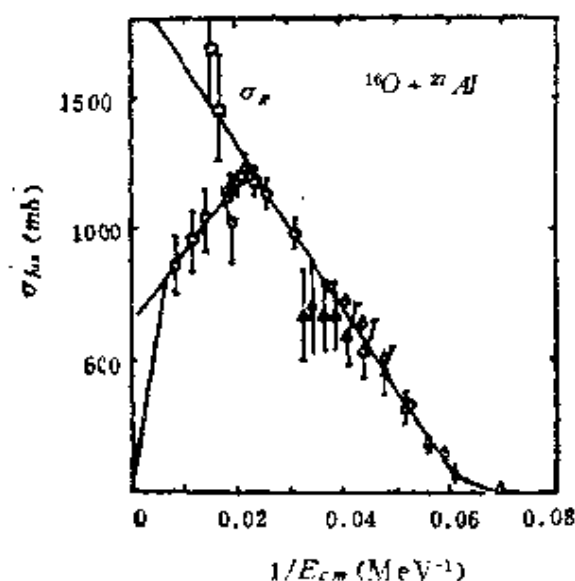


图 1-10-11

2. 轻体系全熔合截面饱和值大，有的达 1 靶量级。
3. 全熔合截面与反应截面的比值随两重离子 $z_1 z_2$ 乘积的增大而迅速减小，特别重的两重离子间不能发生全熔合。
4. 全熔合截面一般为能量的平滑函数，但某些轻体系表现振荡特性：变化的幅度约为截面饱和值的 10—20%，峰间距为 2—3 MeV，实验上发现全熔合截面随能量振荡的体系有： $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 、 $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ 、 $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ 、 $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$ 和 $^{24}\text{Mg} + ^{16}\text{O}$ 等。

G—M模型 Glas-Mosel model

这是一种只涉及两重离子间作用位垒的入射道模型。它适用于描述较轻重离子体系全熔合截面随能量的变化关系。1974年由格拉斯 (D.E.Glass) 和莫斯尔 (U.Mosel) 共同提出，所以叫做 G-M 模型。对于较轻的重离子体系全熔合截面是反应截面的主要部分，即 $\sigma_R \approx \sigma_{CF}$ 。

核反应截面分波表示

$$\sigma_{CF} \approx \sigma_R = \pi \hbar^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l P_l$$

T_l 表示入射重离子穿过入射道作用位垒的几率，叫透射系数。两重离子要发生全熔合首先需穿过位垒，但穿过位垒后发生全熔合形成复合核也有一定的几率，以 P_l 表示，由锐截止概念

$$P_l = \begin{cases} 1 & \text{当 } l \leq l_{cr} \\ 0 & \text{当 } l > l_{cr} \end{cases}$$

得到

$$\sigma_{CF} = \pi \hbar^2 \sum_{l=0}^{l_{cr}} (2l+1) T_l$$

l_{cr} 叫临界角动量，表示能够形成复合核的入射道最大角动量。透射系数由倒立抛物线位垒近似来计算，最后得到全熔合截面表达式：

$$\sigma_{CF} = -\frac{\hbar \omega}{2} R_B^2 \frac{1}{E_{CM}} \ln \frac{1 + \exp \left\{ \frac{2\pi}{\hbar \omega} [E_{CM} - V(R_B)] \right\}}{1 + \exp \left\{ \frac{2\pi}{\hbar \omega} \left[E_{CM} - V(R_B) - \left(\frac{R_{cr}}{R_B} \right)^2 (E_{CM} - V(R_{cr})) \right] \right\}}$$

E_{CM} 表示相对运动动能。式中有五个可调参量，可由实验全熔合截面拟合来确定。

R_B ：熔合距离，表示两重离子达到熔合位垒时，它们质心间的距离。

$V(R_B)$ ：熔合位垒，由库仑位垒和核势共同决定。

R_{cr} ：临界距离，表示当入射离子能量较高时，两核质心间距离只有接近达到 R_{cr} 时才可能发生全熔合。 R_{cr} 大小约相当于两核半密度半径之和。

$V(R_{cr})$ ：临界位垒，由 R_{cr} 处的库仑势和核势决定。

$\hbar \omega$ ：位垒宽度参量。

一般的经验关系如下:

$$R_B = 1.45(A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}})F$$

$$R_{cr} = 1.0(A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}})F$$

$$\hbar\omega \approx 2 - 5 \text{ MeV}$$

当入射粒子能量较低(熔合位垒附近)时, 得到

$$\sigma_{Fu} = \pi R_B^2 \left(1 - \frac{V(R_B)}{E_{CM}} \right)$$

这个公式适用于轻体系低能全熔合截面的估算。

当入射粒子能量较高时, 得到

$$\sigma_{Fu} = \pi R_{cr}^2 \left(1 - \frac{V(R_{cr})}{E_{CM}} \right)$$

深部非弹性碰撞 deeply inelastic collision

它是1974年发现的一个新的重离子核反应机制。在一定能量条件下, 弹核与靶核作用形成一个中间复合体, 称做双核系统。两核互相紧密接触, 有相当大的密度重叠, 发生了能量、角动量和核子的交换, 但并没有达到统计平衡, 没有形成复合核。弹核与靶核仍保持各自的某些特性。由于库仑斥力和离心效应, 双核系统很快破裂为两个核碎片。这种反应具有直接核反应的某些特征, 也具有复合核反应的某些特征, 是介于两者之间的一种反应机制。如图1-10-12所示。深部非弹性碰撞特征如下:

1. 产物的质量 弹核与靶核在作用过程中有相当多的核子发生转移, 但平均来说, 两出射碎片的质量数分别与弹核和靶核的质量数相近。

2. 动能耗散 在两核相互作用过程中入射道动能有很大一部分转变为两碎片的激发能(其余的为形变能和转动能)。实验上发现出射道两碎片的总动能只相当于分离时的库仑能, 而与入

射道动能无关，这与复合核对称裂变情况类似。

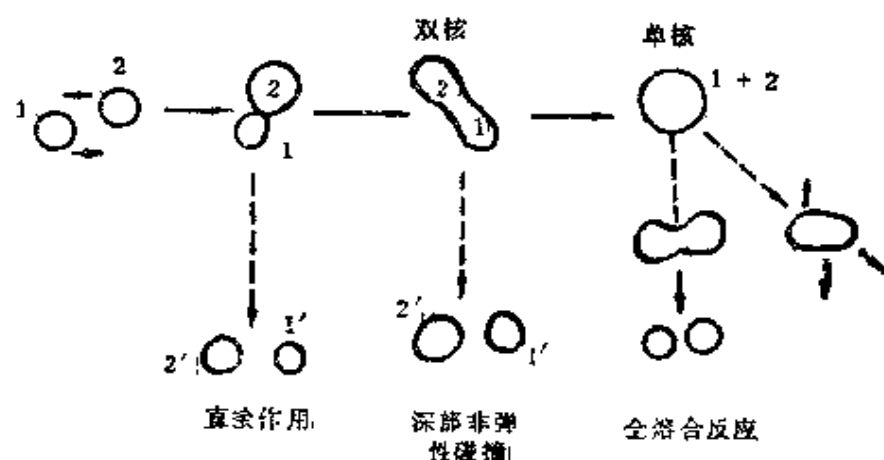


图 1-10-12

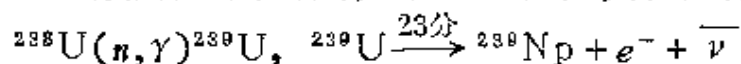
3. 角分布 类弹产物一般在朝前某一方向成峰，表现了直接作用的特征。随着动能损耗和质量转移的增加，角分布向各向同性或 90° 对称过渡。表现了复合核的特征。

4. 角动量耗散 在动能耗散和质量交换的同时，入射轨道角动量也部分地转移为出射碎片的自旋。转移角动量的大小随作用时间增加而增加。

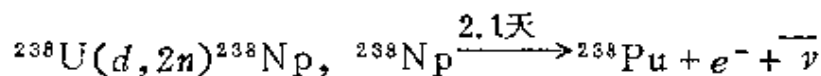
5. 快过程 深部非弹性碰撞进行得相当快，约在 10^{-21} 秒内完成。

超铀元素 transuranium elements

元素周期表中原子序数大于92（铀）的元素的总称。1940年麦克米伦（E·M·Mcmillan）等利用中子照射氧化铀，发现了第一个人工合成的超铀元素镎（ $z=93$ ），其反应过程如下：



第二个超铀元素是 ^{238}Pu ，它是经由下列反应产生的：



到现在为止人们已发现了17种（ $z=109$ ）超铀元素。表1-10-7

列出了首次合成它们的年代和途径。

表 1-10-7

原子序数	元素	符号	首次合成方法	年代
93	镎	Np	$^{238}\text{U}(n, \gamma)^{239}\text{U} \xrightarrow{\beta^-} ^{239}\text{Np}$	1940
94	钚	Pu	$^{238}\text{U}(d, 2n)^{238}\text{Np} \xrightarrow{\beta^-} ^{238}\text{Pu}$	1940
95	镅	Am	$^{239}\text{Pu}(n, \gamma)^{240}\text{Pu}(n, \gamma)^{241}\text{Pu} \xrightarrow{\beta^-} ^{241}\text{Am}$	1944
96	锔	Cm	$^{239}\text{Pu}(\alpha, n)^{242}\text{Cm}$	1944
97	锫	Bk	$^{241}\text{Am}(\alpha, 2n)^{243}\text{Bk}$	1949
98	锎	Cf	$^{242}\text{Cm}(\alpha, n)^{245}\text{Cf}$	1950
99	镅	Es	$^{238}\text{U}(15n, \gamma)^{253}\text{U} \xrightarrow{7\beta^-} ^{253}\text{Es}^*$	1952
100	镱	Fm	$^{238}\text{U}(17n, \gamma)^{255}\text{U} \xrightarrow{8\beta^-} ^{255}\text{Fm}^*$	1953
101	钔	Md	$^{253}\text{Es}(\alpha, n)^{256}\text{Md}$	1955
102	锘	No	$^{246}\text{Cm}(^{12}\text{C}, 4n)^{254}\text{No}$	1958
103	铹	Lr	$^{252}\text{Cf}(^{11}\text{B}, 5n)^{254}\text{Lr}$	1961
104	铷	Rf	$^{242}\text{Pu}(^{22}\text{Ne}, 4n)^{260}\text{Rf}$	1964
			$^{249}\text{Cf}(^{12}\text{C}, 4n)^{257}\text{Rf}$	1969
105	铪	Ha	$^{249}\text{Cf}(^{15}\text{N}, 4n)^{260}\text{Ha}$	1970
106			$^{249}\text{Cf}(^{18}\text{O}, 4n)^{263}106$	1974
107			$^{209}\text{Bi}(^{54}\text{Cr}, 2n)^{261}107$	1976
108			$^{208}\text{Pb}(^{58}\text{Fe}, n)^{265}108$	1984
109			$^{209}\text{Bi}(^{58}\text{Fe}, n)^{266}109$	1982

全部超铀元素都是人工方法合成的。 $z = 93 \sim 101$ 号元素是由轻粒子(n, d, α)核反应合成的;其余的是由重离子核反应合成的。人工合成元素的生成截面随原子序数 z 的增大而减小,自发裂变几率增加,半衰期变短,这给更重元素的人工合成和鉴定带来严重困难。

$z = 93 \sim 103$ 的11个元素属于锕系,它们的电子填充5f亚电子层。这些元素的化学性质与 $z = 89$ 的元素镧相似。铪($z = 103$)

1-10-8
裝

1 H																	2 He		
3 Li	4 Be																	9 F	10 Ne
11 Na	12 Mg																	17 Cl	18 Ar
19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr		
37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe		
55 Cs	56 Ba	57 La	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn		
87 Fr	88 Ra	89 Ac	104 Rf	105 Ha	106	107	108	109	(110)	(111)	(112)	(113)	(114)	(115)	(116)	(117)	(118)		

東京

58	Ce	59	Pr	60	Nd	61	Pm	62	Sm	63	Eu	64	Gd	65	Tb	66	Dy	67	Ho	68	Er	69	Tm	70	Yb	71	Lu
----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----	----

系

90	Th
91	Pa
92	U
93	Np
94	Pu
95	Am
96	Cm
97	Bk
98	Cf
99	Es
100	Fm
101	Md
102	No
103	Lr

以后的元素 ($z = 104-109$) 总称超铀元素 (或超镭元素), 它们的电子继续填充 $6d$ 亚电子层。表 1-10-8 表示了超铀元素在周期表中的位置。

第十一章 基本粒子和中高能核物理

相互作用分类 interaction classification

现在已知自然界存在四种基本相互作用:

强相互作用	交换胶子(?)	相对强度	1—10
电磁相互作用	交换光子	相对强度	10^{-2}
弱相互作用	交换中间玻色子	相对强度	10^{-5}
万有引力	交换引力子(?)	相对强度	10^{-38}

其中胶子的存在已有一些证据,但还在研究中。关于“引力子”尚属理论上的假定。弱相互作用交换 W^\pm 中间玻色子或交换 Z^0 中间玻色子。关于核力属于强相互作用而交换 π 介子的问题现在还不十分清楚,不过许多人认为核力是一种复合体系之间的强相互作用,就像分子之间的范德瓦尔斯力从本质上属于电磁作用一样。

高能物理 high energy physics

粒子物理 particle physics

泛指研究粒子物理(过去称为基本粒子物理)的一门科学。所以称为高能物理是由于它所研究的现象一般都是在吉[咖]电子伏(GeV)以上的能量范围。与原子现象(eV)和核现象(MeV)相比能量高出许多。

其研究对象包括了所有次原子粒子(subatomic particles),也就是一般所说的基本粒子,例如光子、电子等轻子, π 介子、K介子等介子和中子、质子等重子。另外,还包括了更深一个层

次的问题，即基本粒子结构问题中的夸克、胶子等对象。

其内容包括新基本粒子的发现；基本粒子的各种物理特性及其物理规律的研究；各种基本相互作用的研究及它们的统一问题；怎样由这些基本粒子构成大千物质世界的问题。例如一个极平常的问题——原子核到底是怎样构成的至今仍不十分清楚；夸克怎样在强相互作用下构成了强子；轻子又如何结构？是否真的存在夸克—胶子等离子体的新物质状态？等等许多有趣的课题。

其研究手段主要是靠高能加速器放出的各种高能粒子束产生的基本粒子反应。另外还有一个重要途径是利用天然存在的高能粒子——宇宙射线，虽说可以利用的事件很少，但它具有无法代替的优点，其粒子能量可高达 10^{12}GeV ，而现在正在建造的最大加速器也只能给出能量大约为 10^3GeV 的粒子。

基本粒子 elementary particles

什么叫“基本粒子”，到现在为止并没有一个极明确的定义，有的称为亚核(subnuclei)粒子，也有的称为亚原子(subatoms)粒子。总之，它意味着物质结构的一个层次，是原子和原子核的下一个层次。而且现在也不能最后断言，所有现在称之为“基本粒子”的东西都是处在物质结构的同一层次上的。

现有的基本粒子包括四类：光子、轻子、介子和重子。有时也把介子和重子合称为强子，这是因为它们都参与强相互作用。

现在经常给出一个包括50多种稳定粒子的表，这是现在已知的寿命 $>10^{-20}$ 秒的那些“粒子”。可是还存在几百种寿命短些的“共振态”，其实，现在也把它们称之为“粒子”，因为“共振态”和粒子之间的寿命并不存在一个明确的界限。然而，“共振态”与强子仍然是有区别的，在于前者对强相互作用是不稳定的。

光子 photon

自旋为1的玻色子，静止质量为零，它仅参与电磁相互作用

用。它是电磁场的能量量子，常记作 γ ，所以又常称 γ 光子。由爱因斯坦的光量子理论知道，对波长为 λ ，频率为 ν 的电磁波，光子的能量和动量为：

$$E = h\nu$$

$$P = h/\lambda$$

光子光子和电磁场的基本规律已由量子电动力学得到了充分研究。

轻子 lepton

由于这类粒子的早期成员，例如电子、 μ 子和中微子以及它们的反粒子，其质量都很小，所以称之为轻子。但轻子的最本质的特征是它们不参与强相互作用。例如后来发现的 τ 粒子因其不参与强相互作用，所以属轻子，但其质量并不小， $m_\tau c^2 \sim 1784 \text{ MeV}$ ，约为质子的二倍。

中微子 neutrino

自旋为 $\frac{\hbar}{2}$ ，不带电，质量为零，或确切地说，在现有的实验手段下测出其质量几乎为零。它只参与弱相互作用。

在20世纪30年代初期，因 β 衰变的能量动量的不守恒现象，泡利预言了它的存在。直到1956年才在 β^- 衰变中发现了反中微子，在李政道、杨振宁的弱相互作用下宇称不守恒的理论提出后指出应有中微子和反中微子相应地存在于 β^+ 与 β^- 衰变过程中。

后来，在 π 介子的衰变过程中发现了与 μ 子伴生的中微子根本不同于在 β 衰变过程中与电子伴生的中微子，为区别起见，把前者称为 μ 子中微子，记作 ν_μ ，其反粒子记作 $\bar{\nu}_\mu$ ；把后者称为电子中微子，记作 ν_e ，其反粒子记作 $\bar{\nu}_e$ 。可列出相应的反应过程如下：

$$p \rightarrow n + \beta^+ + \nu_e \quad (\text{仅存在于核内的质子衰变过程})$$

$$n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}_e$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

μ 子 muon

过去把它称为 μ 介子。这是因为在1936年发现它时曾把它当作汤川介子——核力的媒介，其质量也确实介于电子与质子之间。可是实际上它与核子没有什么相互作用。到 π 介子发现时，证实它并不是汤川介子，而且进一步知道，它只参与弱作用和电磁作用，根本不参与强作用，因此它应属于轻子，从而正其名为 μ 子。 μ 子与电子有许多相似之处。 μ 子只有 μ^+ 和 μ^- 两种，所带电荷也分别与 e^+ 和 e^- 相同，它也是自旋为 $\hbar/2$ 的费密子， μ^- 还可取代原子中的 e^- 而形成 μ 原子。但 μ 子与电子的质量不同， μ 子的质量约为电子质量的207倍。另外，电子是稳定的，而 μ 子是不稳定的，其寿命约为 2×10^{-6} 秒，衰变方式为：

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$$

介子 meson

是一些自旋为整数的玻色子。所以称之为介子是因为最初汤川所预言的作为核力媒介的粒子（也就是后来发现的 π 介子），其质量介于电子与质子之间。介子不仅参与弱相互作用和电磁相互作用，更重要的是它们都参与强相互作用。所以，把所有参与强相互作用的玻色子皆归于介子，而不论其质量的大小。介子有一个很大的家族，它包括非奇异介子（如 π 介子）和奇异介子（如K介子）。

由强子结构的夸克模型来看，认为介子是由一夸克一反夸克对（ $q\bar{q}$ ）构成的，例如 π^+ 由一上夸克和一反下夸克对构成（ $u\bar{d}$ ）。 J/ψ 粒子也是介子，由一正反粲夸克对构成（ $c\bar{c}$ ）。

π 介子 pion

π 介子有三种：中性的 π^0 ，带正电荷的 π^+ 和带负电荷的 π^- 。 π^+ 与 π^- 互为反粒子， π^0 的反粒子就是它自己。它们的质量分别为：

$$m_{\pi^{\pm}} = 139.5688 \pm 0.0064 \text{ MeV}$$

$$m_{\pi^0} = 134.9645 \pm 0.0074 \text{ MeV}$$

π 介子是自旋为零的玻色子，它参与强相互作用。众所周知，它是汤川关于核力的介子交换理论中的主角，它与核子间当然是强作用。另外还可以看到 π 与核子的散射也是强作用过程，例如

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p$$

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$$

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$$

图1-11-1中给出了 $\pi-p$ 反应的总截面曲线。但是， π 的衰变过程却是弱电作用：

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_{\mu}$$

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_{\mu}$$

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma$$

K介子 K meson

K介子也是自旋为0的玻色子。存在四种K介子， K^+ 与 K^- 所带电荷与 e^+ 、 e^- 的相同， K^+ 、 K^- 互为反粒子，另外存在中性K介子 K^0 及其反粒子 \bar{K}^0 。它们都参与强相互作用，例如有如下的反应：

$$\pi^- + n \longrightarrow K^0 + K^- + n$$

可是，它们的衰变过程却是弱相互作用过程，例如，

$$K^+ \longrightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$$

$$K^+ \longrightarrow \pi^+ + \pi^0$$

这两个弱作用过程正是历史上的所谓 $\theta-\tau$ 之谜的过程，正是它们。

反映了弱相互作用过程中的宇称不守恒规律。

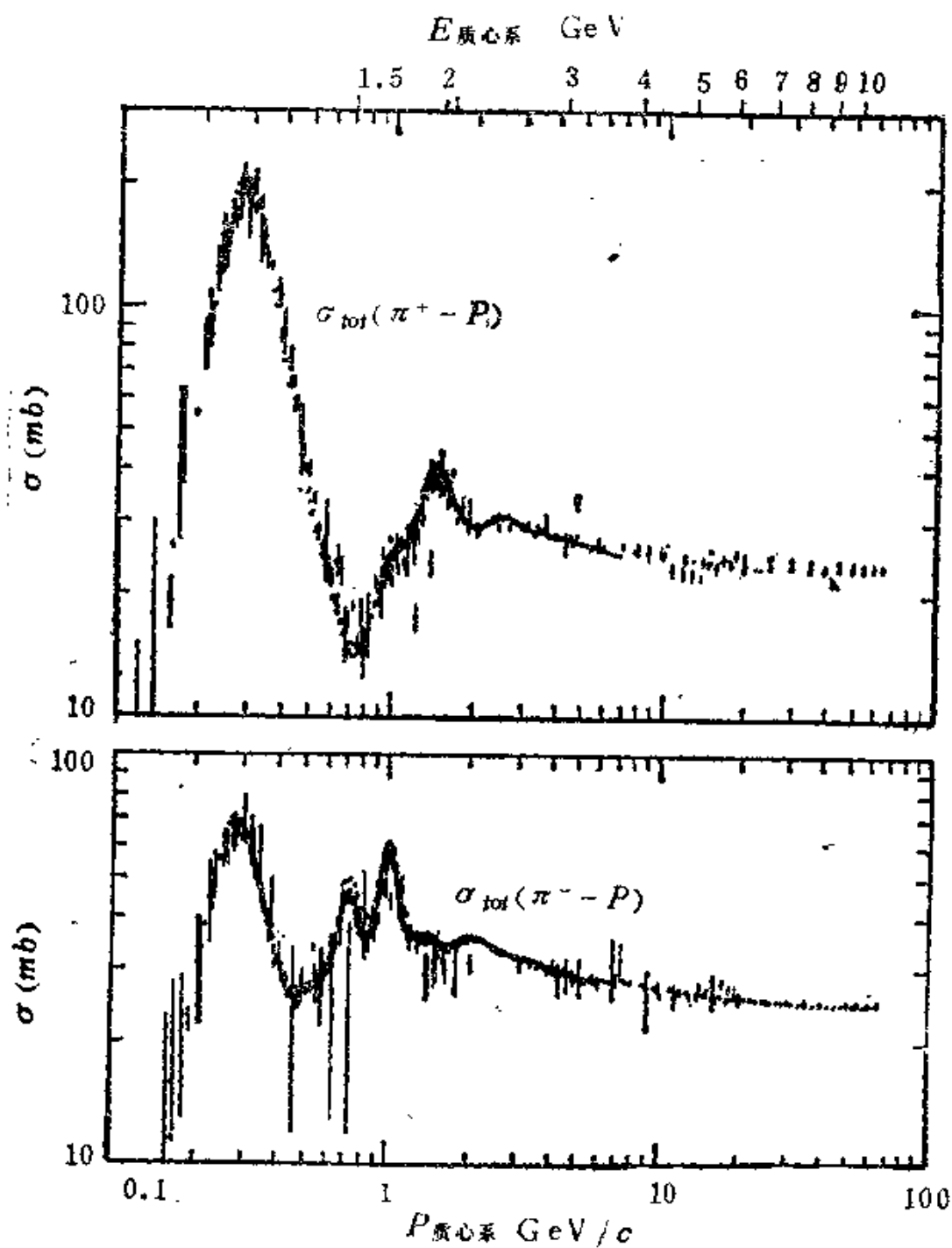


图 1-11-1

K介子是奇异介子,在其强子结构中均含有奇异夸克 s 或反奇

异夸克 \bar{s} ，例如 K^+ 为 $(u\bar{s})$ ， K^- 为 $(s\bar{u})$ ， K^0 为 $(d\bar{s})$ ， \bar{K}^0 为 $(s\bar{d})$ 。

J/Ψ粒子 J/Ψ particle

J/Ψ粒子是1974年由美籍华人物理学家丁肇中和美国物理学家里希特同时发现的一种不带电的中性粒子，它是自旋为 \hbar 的玻色子，其质量和寿命分别为：

$$m_{J/\Psi} \sim 3.1 \text{ GeV}$$

$$\tau_{J/\Psi} \sim 10^{-20} \text{ 秒}$$

由它的衰变和产生来看，它参与强相互作用，所以断定它不属轻子，而属介子，它的强子结构是 $c\bar{c}$ ，为一正反粲夸克对。

重子 baryon

包括质子、中子和比它们的质量更重的费密子，以及它们的反粒子。也把比中子重的称为超子，例如Λ超子、Σ超子等。重子参与弱、电磁和强三种相互作用。由强子结构的夸克模型，可知重子是由三个夸克或反夸克组成的。例如质子为 (uud) ，中子为 (ddu) ，Σ⁻超子为 (sdd) 等。

强子 hadron

把所有参与强相互作用的粒子统称为强子。除包括了所有的介子和重子外，还包括共振态。

质子 proton

为原子核的组成部分，故称核子。在基本粒子分类中属重子，为自旋等于 $\hbar/2$ 的费密子，带有一单位正电荷，氢原子核就是一个质子。它是卢瑟福在1914年发现的，单独存在的质子是稳定的（参见β衰变）。质子的重量和磁矩为：

$$\begin{aligned}
m_p &= 1.007276470(12)u \\
&= 1.6726231(10) \times 10^{-27} kg \\
&= 938.27231(28) \text{MeV}/c^2 \\
\mu_p &= 2.792847386(63)\mu_N \\
&= 1.41060761(47) \times 10^{-26} JT^{-1}
\end{aligned}$$

中子 neutron

为原子核的组成部分，也称核子。它属重子，不带电，为自旋等于 $\hbar/2$ 的费密子，1936年被查德威克发现。中子是不稳定的，自由中子具有 β^- 衰变，半衰期和衰变方式如下：

$$\begin{aligned}
\tau_n &= 932 \text{秒} \\
n &\longrightarrow p + \beta^- + \overline{\nu}_e
\end{aligned}$$

其质量和磁矩为：

$$\begin{aligned}
m_n &= 1.008664904(14)u \\
&= 1.6749286(10) \times 10^{-27} kg \\
&= 939.56563(28) \text{MeV}/c^2 \\
\mu_n &= -1.91304375(45)\mu_N \\
&= -0.96623707(40) \times 10^{-26} JT^{-1}
\end{aligned}$$

磁矩的负号表示与质子的相反， μ_N 为核磁子。

常按中子的能量大小将它分成慢中子($E_n < 1 \text{KeV}$)和快中子($E_n > 0.5 \text{MeV}$)。若慢中子在物质中速度分布接近麦克斯韦分布，峰值能量 $\sim kT$ (T 为物质温度， k 为玻尔兹曼常数)，则称这种中子为热中子。在原子反应堆中所用的正是热中子。

核子 nucleon

质子和中子又合称为核子，这是由于质子—质子间，中子—中子间以及中子—质子间的强相互作用基本相同，故可以把中子、质子看成是同一种粒子的不同电荷状态，并引入同位旋来描

述它，核子的同位旋量子数 $T = \frac{1}{2}$ ，其第三分量的量子数 $M_T = \frac{1}{2}$ 表质子， $M_T = -\frac{1}{2}$ 则表中子（见同位旋）。

超子 hyperon

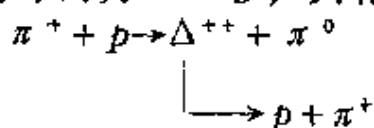
属重子，因其质量比中子大，故称超子，超子全是奇异粒子。其性质与核子相似，它们对强相互作用是稳定的，但都在弱相互作用下发生衰变。超子包括 Λ^0 、 Σ^+ 、 Σ^0 、 Σ^- 、 Ξ^- 、 Ξ^0 和 Ω^- 以及它们各自的反粒子。注意 Σ^+ 的反粒子是 $\bar{\Sigma}^-$ ， Σ^- 的反粒子则为 $\bar{\Sigma}^+$ ，其余类推。其中反 Σ 负超子 ($\bar{\Sigma}^-$) 是我国著名核物理学家王淦昌等人在苏联联合核子研究所工作时发现的。

在超子的强子结构中都至少含有一个奇异夸克 s 或反奇异夸克 \bar{s} ，例如 Σ^- 为 (sdd) ， Ξ^- 为 (sdd) ， Ω^- 为 (sss) 。现在通常把超子称为奇异重子。

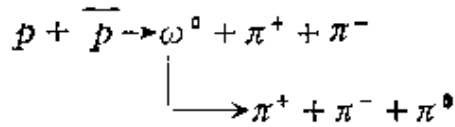
共振态 resonance

属于强子。之所以称其为共振态是因为早期发现的 $(3, 3)$ 共振态（现记作 Δ ）是由 π 与核子发生反应时得到的一种寿命极短的复合体系，沿用核反应中的定义称之为共振态。其实，这一复合体系具有一切“基本粒子”所具有的物理特征，只不过寿命比寻常的基本粒子的寿命短些罢了。其寿命之所以短的原因是它们对强相互作用是不稳定的，而寻常的介子和重子对强相互作用是稳定的。

它们的强子结构与重子和介子完全相似。例如 Δ^{++} 为 (uuu) 类似于重子，所以称这种共振态为重子共振态。 Δ^{++} 的质量约为 1236 MeV，寿命约为 10^{-24} 秒，具有如下的强衰变方式：



又如 ω^0 其强子结构为 $\left(\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})\right)$ 类似于介子,故称之为介子共振态。其质量约为784MeV,寿命约为 10^{-23} 秒,其强衰变方式为:



轻子数 lepton number

轻子数是基本粒子所具有的一种量子数,基本粒子具有一定的电荷、自旋和宇称,也具有一定的轻子数。所有轻子的正粒子(e^- 、 μ^- 、 ν_e 、 ν_μ 、 τ)轻子数 $L=1$,它们的反粒子(e^+ 、 μ^+ 、 $\bar{\nu}_e$ 、 $\bar{\nu}_\mu$ 、 $\bar{\tau}$) $L=-1$ 。所有的非轻子, $L=0$ 。在有轻子参加的反应中,轻子数总是守恒的,即反应前后的轻子数相等。不仅如此,还可将轻子数分成电子数 L_e (对 e^- 、 ν_e , $L_e=1$;对 e^+ 、 $\bar{\nu}_e$, $L_e=-1$,其它为0)和 μ 子数 L_μ (对 μ^- 、 ν_μ , $L_\mu=1$;对 μ^+ 、 $\bar{\nu}_\mu$, $L_\mu=-1$,其它为0),在反应过程中 L_e 与 L_μ 也是分别守恒的。

重子数 baryon number

是基本粒子所具有的一种量子数,记作 B 。所有重子的 $B=1$,反重子的 $B=-1$,对非重子 $B=0$ 。在现有的实验事实中都存在着重子数守恒的规律。

奇异粒子 strange particle

在强子的夸克结构中含有奇异夸克 s 或反奇异夸克 \bar{s} 的粒子都属奇异粒子。它包括奇异介子(即K介子)和奇异重子(即超子)。

奇异数 strangeness

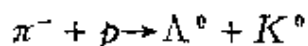
表明基本粒子性质的一种量子数,记作 S 。粒子的奇异数

如下表所示:

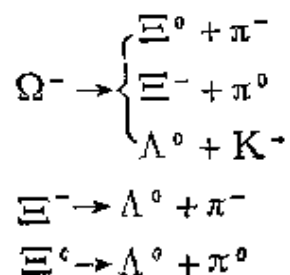
非奇异粒子	奇异介子			奇 异 重 子						
	K^+	K^0	K^-	Λ^0	Σ^+	Σ^0	Σ^-	Ξ^0	Ξ^-	Ω^-
0	1		-1	-1				-2		-3

反粒子的奇异数与粒子的大小相等符号相反。

在强相互作用过程中, 反应前后的总奇异数保持不变, 即奇异数守恒。例如:



在弱相互作用过程中奇异数是不守恒的, 但每次反应奇异数的改变不得超过1。例如:



反粒子 anti-particle

自1928年狄拉克预言正电子的存在以后, 1931年安德生发现了它, 并记作 e^+ , 1955年塞格雷和钱伯伦发现了反质子, 到现在几乎发现了所有基本粒子(除共振态外)的反粒子。有些粒子的反粒子就是它们自己, 如 γ 光子和 π^0 介子。有些粒子互为反粒子, 如 π^+ 与 π^- , K^+ 与 K^- 即互为反粒子。

反粒子与其相应的正粒子的质量、自旋、同位旋和寿命完全相同, 然而, 它们的电荷数 Q , 同位旋第三分量 I_3 , 轻子数 L , 重子数 B , 奇异数 S 等量子数都是大小相等符号相反的。

对属于费密子的粒子与反粒子具有成对产生和成对湮灭的性质, 例如正负电子对的湮灭和正反质子对的湮灭;

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$$

$$p + \bar{p} \rightarrow \pi^+ + \pi^-$$

夸克 quark

1964年盖尔·曼 (M·Gell-Mann) 提出了强子结构的一个新模型——“夸克模型”，认为有三种更深一个层次的粒子、反粒子存在，由它们构成了强子。把这些粒子称为夸克，记作 q ，将反夸克记作 \bar{q} 。重子由三个夸克组成，记为 (qqq) 。介子由一正反夸克对组成，记为 $(q\bar{q})$ 。盖尔曼最初提出的三个夸克是上夸克 u 、下夸克 d 和奇异夸克 s 。后来相继发现了粲夸克 c 和底夸克 b ，近来又有迹象表明存在第六种夸克——顶夸克 t ，并相应引入了反映强子结构新性质的新量子数：粲数 C ，底数 B 和顶数 T 。

夸克是自旋为 $\hbar/2$ 的费密子，但最奇特的是它的电荷是电子电荷的分数倍。夸克的量子数列于下表中：

夸 克	$Q(e)$	I	I_3	S	C	B	T
u	$2/3$	$1/2$	$1/2$	0	0	0	0
d	$-1/3$	$1/2$	$-1/2$	0	0	0	0
s	$-1/3$	0	0	-1	0	0	0
c	$2/3$	0	0	0	1	0	0
b	$-1/3$	0	0	0	0	1	0
$t(?)$	$2/3$	0	0	0	0	0	1

表中 Q 以电子电荷的绝对值 e 为单位， I 是同位旋， I_3 是同位旋第三分量。

夸克在强相互作用下构成强子，强相互作用通过胶子 (gluon) 来传递。但是直到现在也没有发现单独存在的夸克，也没有找到胶子。关于没找到单夸克的问题现在普遍认为夸克不可能单独存在，它一定被禁闭在强子之中，这个问题还有待进一步的研究，关于胶子的发现科学家们是抱有希望的。

层子模型 straton model

在盖尔·曼提出夸克模型后不久，我国科学家也于1965年提出了自己的强子结构模型——层子模型。在当时它不仅类似夸克模型给出了强子的静态性质，而且还探讨了其动力学性质，试图通过强子内层子运动的波函数来尽可能地反映动力学特性。这在当时是一个极有前景的模型。或者说，在色动力学形成之前，层子模型是一个相当好的模型。

粒子的味和色 flavour and colour of particle

现在已知的五种夸克加上已经预言的顶夸克共六种夸克，计为： u 、 d 、 s 、 c 、 b 和 t ，称它们为六种不同味道的夸克。标志这六种味道的量子数有：同位旋（ I 、 I_3 ），奇异数 S ，粲数 C ，底数 B 和顶数 T （详见夸克）。但各方面表明必须引入一个新的量子数来区分夸克。因为，像在强子结构中有如下的自旋为 $\frac{3}{2}$ 的共振态和粒子： Δ^{++} （ uuu ）、 Δ^- （ ddd ）、 Ω^- （ sss ）。它们每一个中的三个夸克，味道是对称的，自旋是对称的，又因相互处在 s 态故轨道也是对称的，若是这样，就应具有交换对称性。但这明显违背泡利原理，因泡利原理限定一个态上只能有一个同种费密子。若假定每种味道的夸克都由一新的量子数“色”来分成三种不同颜色的夸克，这样在上述三种强子中的三个夸克就不再具有交换对称性，也就不再违背泡利原理。这一假设得到了实验的证实。例如 $\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma$ 的衰变几率在不考虑色时理论计算与实验差了三倍，考虑色后理论结果与实验一致。对夸克的色量子数，常称夸克带有一定的“色荷”。由夸克组成的强子总是色中性的，或说是无色的，并称强子处于色单态。

量子色动力学 quantum chromodynamics

一般简称 *QCD*，它与量子电动力学(*QED*)非常相似。不过 *QED* 是处理电磁相互作用的规范理论，而 *QCD* 则是处理强相互作用的规范理论；*QED* 中是在带电粒子之间通过光子传递电磁相互作用，而 *QCD* 中是在夸克之间通过胶子传递色相互作用；*QCD* 与 *QED* 的最本质的差别在于，它具有一种渐近自由的性质，即夸克之间的色相互作用强度随着距离的减小而逐渐趋于零，当夸克之间的距离增大时，色相互作用强度增大，从而有可能将夸克永远囚禁于强子之中，这就是所谓的“色禁闭”现象。

中高能核物理 moderate and high energy nuclear physics

这是60年代以后新发展起来的一门学科。由于粒子物理和核物理的深入发展，愈来愈显示了强子结构对原子核性质的影响。所以，60年代以后人们对粒子物理与核物理之间的关系越来越感兴趣。科学家们感兴趣的正是所谓核内非核子自由度的问题。所谓非核子自由度，首先接触的是介子自由度的问题，早在30年代初期，汤川的核力的介子理论已把 π 介子引入了原子核。后来，关于 π -核散射、 π 吸收、 π 产生等大量实验和理论工作对揭示核力的性质和对核结构的研究起了极大的推动作用。关于非核子自由度的问题，现在聚焦在核内夸克自由度的问题上。核内的核子不再是一个点粒子，它们各由三个夸克构成，核子之间还可能存在各种由正反夸克对构成的介子。在夸克之间的色相互作用的基础上来研究核力，在有结构的核子和介子的基础上来研究核结构和核的性质都是十分吸引人的课题。

在现阶段，中高能核物理还包括以下几个十分活跃的研究内容：

第一，高能电子散射。由于电子能量高，波长短，能穿入核内，探测核的内部结构。例如可由它测出核内的电荷密度分布。

图1-11-3给出了由高能电子散射所测得的三个原子核的电荷密度分布等密度线。又如通过电子的深度非弹性散射可以测得核子内部夸克的动量分布，发现在自由核子中夸克的动量分布与在核内的核子中夸克的动量分布不同，这被称为 *EMC* 效应。

第二，奇异原子和奇异原子核。由带负电的基本粒子，如 μ^- 、 π^- 、 k^- 、 Σ^- 等，取代核外电子即构成奇异原子。由奇异重子 Λ^0 、 Σ^0 、 Σ^+ 等去代替核中的中子或质子则构成奇异核(或称为超核)。它们扩充了原子核研究的领域，也增添了原子核研究的手段。例如在 μ 原子中被束缚在原子核附近的 μ^- 粒子与核相互作用，是探测原子核的一种有力手段。

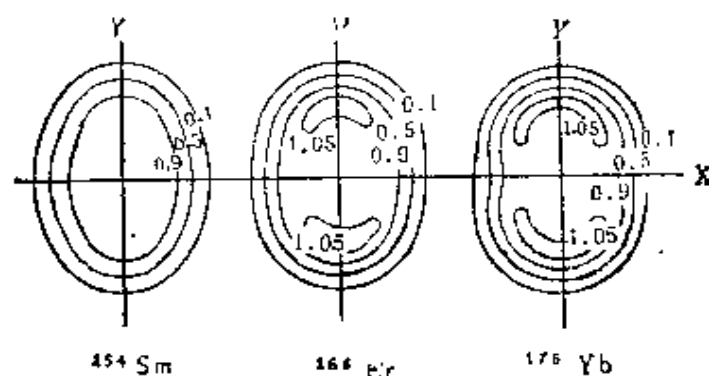


图 1-11-2

第三，高能重离子碰撞。重离子加速器的发展使重离子实验和理论工作发展很快，现在研究的高能重离子碰撞有两类：周缘碰撞和中心碰撞。理论上提出了火球模型、多重产生模型等，科学家们十分感兴趣的是，两团高能核子撞在一起形成了一种极高温、极高密度的特殊状态，在这里是否会出现一种新的异常核态——“夸克—胶子等离子体”状态？是否可以从这种反应过程观察到正常核态到等离子态的相变？

第四，还有一些其它的有趣的工作，如高能质子散射，除已经提到的 π 核散射外还有其它介子如K介子、 σ 介子与核的散射等都对核力和核结构的研究作出了贡献。

第二篇 原子和原子核物理学发展简史和物理学家简介

第一章 原子和原子核物理学发展简史

一、原子物理学发展简史

原子物理学是研究原子的结构、运动规律及相互作用的物理学的一个分支学科。人类对物质结构的认识有一个演变和逐步深入的过程。“原子”一词最早来源于公元前5~4世纪古希腊哲学家德谟克利特(Democritus)的著作中。他认为万物是由大小不同的不可分和不可变的一些基础单元即原子组成。欧洲各国文字中“原子”一词都来源于希腊文“*ατομος*”，为“不可分的”意思，这是原子概念的萌芽。“原子”作为一个科学的概念出现于世，那是从1803年，英国化学家、物理学家道耳顿(J·Dalton)发现倍比定律并提出原子论的科学假说，指出原子是元素的最小单元，不同元素的原子互不相同，在此基础上解释了化学中的物质不灭定律、定比定律等；1808年法国盖吕萨克(J·L·Gay-Lussac)发现气体反应定律；1811年阿伏伽德罗(A·Avogadro)提出气体在同温、同压等体积中含有相同分子数的阿伏伽德罗定律；1827年布朗(R·Brown)观察到液体中的悬浮微粒作无规涨落运动；1833年法拉第(M·Faraday)提出电解定律以及1869年门捷列夫(Л·И·Менделеев)提出元素周期律。这些发

现使人们认识到，原子是物质结构的不可分割的基础单元。经过科学工作者长期的探索和努力，到19世纪末，人们终于发现原子不是不可分的，原子具有一定的内部结构。1895年到1897年短短三年多的时间内，先是伦琴（W·K·Röntgen, 1895年）发现了X射线；接着贝克勒耳（A·H·Becquerel, 1896年）发现了沥青铀矿的天然放射性，标志着原子核物理学的开始；再就是汤姆孙（J·J·Thomson, 1897年）提出阴极射线是带负电荷的粒子即电子组成，导致电子的发现。这些发现揭示了各种原子内部有一定的结构，并不是不可分的和永恒不可变的基础单元，从而大大推动了近代物理学中的重要分支学科——原子物理学的发展。

1. 电子的发现

1874年斯托尼（G·J·Stoney）就根据法拉第电解定律和阿伏伽德罗常数的存在进行推论，认为应该存在一个最小的电荷单元，任何电荷都应由这一最小单元构成。并于1881年给这一最小电荷单元取名为“电子”。

1890年，休斯脱（A·Schuster）曾研究过氢放电管中阴极射线的偏转，并测得阴极射线中粒子的荷质比为氢离子荷质比的一千多倍。但他错误地假定阴极射线中粒子的质量与氢原子一样，而电荷却较氢原子大。

19世纪90年代，英国物理学家汤姆孙（J·J·Thomson）对阴极射线进行了深入细致的研究，他观测了阴极射线在磁场和静电场作用下的偏转，测量了阴极射线中粒子的荷质比。1897年他指出阴极射线是由比氢原子质量小得多的带负电荷的粒子即电子所组成。汤姆孙第一次从实验上确认电子的存在。电子的发现揭示了原子是具有内部结构的，打破了千百年来认为原子是组成物质的最小单元的学说。

汤姆孙发现电子之后，科学家们逐渐确定了电子的各种基本特性，并且认识到电子是各种原子的共同组成部分。由于通常原子是电中性的，而一切原子中都含有带负电荷的电子，那末原子

中必然有带正电荷的物质存在，说明原子是一个复杂的带电系统。1904年汤姆孙提出一种原子的结构模型：原子中的正电荷以均匀的体密度分布在大小等于原子的球内，而带负电的电子则一粒一粒地分布在球内的对称位置上。人们有时形象地称之为“葡萄干面包式”或“西瓜式”的原子结构模型。这种模型由于与实验结果相矛盾，不久就被否定了。

2. 能量子和光量子假设

19世纪末，经典物理学遭到了极其严重的挑战，它无论如何也解释不了像黑体辐射和光电效应这样的实验现象。

首先，针对黑体辐射的能量密度谱分布，普朗克(M·Planck)于1900年提出了一个与实验相符的经验公式。为了寻求对这一经验公式的物理解释，他在1901年极其大胆地提出了一个假设：辐射能量是由一个不可分的最小能量一份一份地组成的。他称这个不可分的最小能量为能量子，它等于 $h\nu$ 。 ν 是辐射频率， h 是一个常数，普朗克称之为作用量子，这就是普朗克常数。这一假设完全违背了当时人们所公认的经典物理的原理，但它是正确的，它不仅极其漂亮地从理论上再现了黑体辐射的实验能谱分布，更重要的是它开创了一个崭新的物理世界——量子物理学。

紧接着，爱因斯坦(A·Einstein)于1905年发表了关于光电效应的论文，提出了著名的光量子假说：光由一粒一粒的光子组成，每个光子具有能量 $E = h\nu$ ，动量 $P = \hbar k$ 。爱因斯坦用光量子假说成功地解释了光电效应，为确定量子物理作出了卓越的贡献。

量子论为正确认识原子及原子结构的研究奠定了初步的理论基础。

3. 原子的核式结构模型

1903年以后，勒纳(P·Lenard)根据物质对阴极射线的吸收、散射实验结果指出：“原子是十分空虚的”。这似乎显示了汤姆孙提出的原子被正负电荷填得满满实实的“西瓜式”模型的困

难，而英国物理学家卢瑟福 (E·Rutherford) 和他的同事们进行的 α 粒子散射实验终于揭开了原子结构的秘密。

1909年盖革 (H·Geiger) 和马斯登 (E·Marsden) (卢瑟福的同事和学生) 在观测 α 粒子被金箔散射时发现了一些大角度 ($\sim 150^\circ$) 散射现象。卢瑟福分析了这些结果，证明质量均匀分布的西瓜式模型决不可能导致如此大角度的散射。除非原子中存在一个集中了原子绝大部分质量而体积很小的核心，否则绝不会对 α 粒子产生如此大的作用而使其反弹回去。1911年，卢瑟福根据 α 粒子大角度散射的实验结果提出了原子的核式结构模型，同时提出了一个散射公式来检验这一模型。原子中的这个核心称为原子核，并确定了原子核的半径只有约 10^{-14} 米 (仅为原子半径的万分之一左右)，而质量却占了原子的百分之九十九点九以上，它带正电荷。电子则在原子核外作圆周运动，好像太阳系的行星。这一有核原子模型所导出的一些结论同其他实验结果相符合，所以很快就被公认了。

卢瑟福的核原子模型对原子物理学的发展起了重大作用。然而他提出的原子中电子绕原子核运动的原子的行星模型在用经典物理进行解释时遇到了不可克服的困难。由于电子是靠在原子核外作加速转动来平衡它所受的原子核的库仑吸引力。但这种平衡实际上是建立不起来的，因为电子绕核是一种加速运动，根据经典电磁理论，电子应产生电磁辐射而损失能量，从而使电子运动的半径越来越小，直到落入原子核中。这显然违背了原子具有稳定结构这一基本事实，同时也违背了原子发射的光谱是线状光谱而不是连续谱的事实。

4. 玻尔的原子模型

丹麦物理学家玻尔 (N·Bohr) 将普朗克的量子理论和爱因斯坦的光量子假设用到原子结构上，并且结合巴耳末 (J·J·Balmer)、里德伯 (J·R·Rydberg) 氢原子光谱线的经验公式，于1913年提出了关于氢原子结构的全新概念。其基本点是两条假

设：原子系统只能处在一系列分立能量的稳态上，即原子核外的电子只能在一些固定的圆形轨道上运动；原子系统可以从一个稳态跃迁到另一个稳态并伴随有光量子的发射或吸收，光量子的频率取一系列分立值。这两条假设称为玻尔假设。这一理论与当时已知的氢原子光谱实验数据符合得很好。玻尔的理论随即就遇到了考验。当时在卢瑟福的实验室里发现了一系列的谱线，发现者认为是氢原子的光谱，但和玻尔理论不符。玻尔指出这些谱线是氢原子发射的，实验终于证实了玻尔是正确的。

1914年夫兰克 (J·Franck) 和赫兹 (G·L·Hertz) 用电子轰击原子，证实了原子内部分立能级的存在，从而以一种独立于光谱的方法验证了玻尔理论。1915年索末菲 (A·Sommerfeld) 把玻尔理论的圆形轨道推广为椭圆轨道并考虑到相对论修正，发展为玻尔——索末菲理论，初步地解释了氢原子光谱中的精细结构。此外，玻尔理论所预言的许多新光谱线系都得到了实验证实，许多原子的性质得到了玻尔理论的解释。总之，玻尔理论取得了巨大的成功，是原子结构和原子光谱理论的一个重大进展，它为近代原子物理的发展奠定了基础，也把量子理论大大向前推进了。

但是，玻尔理论毕竟还没有完全摆脱经典物理的束缚，所以当原子物理的研究进一步深入时就显出了其不足之处，例如对谱线的强度、辐射的偏振、氢和碱土金属原子的光谱等问题的研究都遇到了难以克服的困难。正是这些困难，引导科学家们去探索能精确描述微观粒子的运动规律，最终迎来了量子力学理论的诞生。

5. 物质波和电子云

从普朗克提出能量子的概念到玻尔关于原子结构的量子化假设形成的一套量子理论，现在称之为旧量子论。虽说他们已涉及到了微观世界运动规律中的许多极本质的东西，但并未完全摆脱经典物理的束缚。德布罗意 (L·V·de Broglie) 的物质波则是冲破这一束缚的标志。1924年德布罗意在他的博士论文中提出微

观粒子也具有波动性——物质波的假说，认为：正如光具有波粒二象性一样，微粒如电子、原子等也具有波动性。到1927年戴维孙 (C·J·Davis-son)、革末 (L·H·Germer) 的电子在镍单晶中的衍射实验和汤姆孙 (G·P·Thomson) 的电子在镍多晶中的衍射实验证实了电子具有波动性。

对具有波粒二象性的微观粒子运动的描述，首先是海森伯 (W·K·Heisenberg)，他扬弃了玻尔的量子化轨道的概念，继承了对应原理，将所有可观察量用一矩阵表示，建立了这些量在微观领域的运动规律。1925年海森伯与玻恩 (M·Born)、约旦 (E·P·Jordan) 等人创立了描述原子现象的矩阵力学，为量子力学奠定了基础。1926年薛定谔 (E·Schrödinger) 在德布罗意物质波的基础上，创立波动力学，建立了薛定谔方程，并证明这两套形式上完全不同的力学完全等价。它们是统一的量子力学的两种不同表达方式。玻恩并对描述微观粒子状态的波函数给出了统计解释。例如对氢原子，由薛定谔方程能精确解出各稳定态上电子在原子核外的几率分布，并由此求出氢原子的各种性质。电子在核外的分布完全不具有轨道的概念，而往往把这种几率分布形象地称之为电子云。

量子力学的建立使当时原子物理中的许多复杂问题得到了圆满解决。

6. 电子自旋与原子光谱线的精细结构

在量子力学发展中还必须提到泡利 (W·Pauli) 的卓越贡献。1925年泡利提出著名的不相容原理，指出原子中不能有两个电子处在同一量子态上。对原子光谱在磁场中的分裂，泡利认为必须引入新的量子数来表征电子在磁场中的不同状态。

同年(1925年)，两个青年学生乌伦贝 克 (G·E·Uhlenbeck) 和古兹密特 (S·A·Goudsmit) 根据史特恩—盖拉赫实验，原子磁矩在非均匀磁场中出现所谓反常分裂以及碱金属原子光谱反映的能级为双层结构的事实，在泡利不相容原理的启发下，提出了电

子存在自旋的假设。由此极好地解释了反常塞曼效应和碱金属原子光谱的精细结构。到1928年狄喇克(P·A·M·Dirac)提出相对论量子力学时,自旋就不需作假设而自然地出现在理论体系中了。

7. 原子能级的超精细结构与波谱学

自1901年普朗克提出能量子开始,经过不到30年的时间,量子理论从萌芽到完善,原子物理学的发展也随之得到了快速的发展,原子物理中的许多复杂问题得到了圆满解决。诸如原子光谱的精细结构、原子磁矩、塞曼效应和反常塞曼效应、斯塔克效应、帕邢—巴克效应等都由量子力学给出了满意结果。三十年代后,随着中子的发现,加速器的发展将核物理的研究推向高潮,许多物理学家转向研究核物理和基本粒子物理,原子物理学处于相对沉寂的阶段。尽管如此,原子物理学在精细、超精细结构和波谱学方面仍然得到了新的发展。

首先是1938年拉比(I·I·Rabi)等人在原子、分子束方面的开创性工作。用这种在真空中定向运动的原子、分子束流作实验,可以忽略粒子间的相互作用,束中粒子可视为相互独立运动的粒子。原子分子束技术结合微波共振的方法,可以极精确地测量个别原子的光谱,由此可以测得原子光谱的超精细结构。

第二次世界大战及其以后的一段时间,由于电子学和微波技术的进展,除光谱学和电子同原子碰撞方法外,微波共振也成为原子物理实验的主要方法之一,它推动了微波波谱学的发展并使其得到广泛应用。进而,由于核磁共振等技术的发展将波谱学迅速扩展到射频波段。

传统的光谱学以测量波长为主,而波谱学则以测量频率为主,后者比前者的精度高出百万倍以上,从而使原子超精细结构的测量达到空前的精度。波谱学上另一项极为突出的成就就是1947年兰姆(W·E·Lamb)和雷瑟福(R·C·Retherford)用实验证实了氢原子简并能级 $2P_{1/2}$ 和 $2S_{1/2}$ 之间实际存在一个极小的能级差,这就是著名的兰姆移位。兰姆移位是量子电动力学的三

大实验支柱之一。

波谱学的发展导致微波受激发射放大器(Maser)的出现,促进了激光的问世,开辟了量子电子学这一新兴学科。波谱学的发展还促进和推动了近代原子物理的一些前沿工作,如原子高激发态、高离化态,高分辨率原子激光光谱,单电子、单原子的囚禁和测量等的深入研究都或多或少得益于波谱学。

8• 原子物理学与激光技术

历史上原子物理学的发展对激光技术的产生和发展,作出过很大的贡献。激光的基本原理是原子的受激发射放大而产生相干光辐射。早在1917年爱因斯坦就指出了受激辐射的存在。直到20世纪40到50年代间,微波波谱学的研究才逐渐显示出其重要性。美苏两国科学家小组分别独立地研制成功微波激射器(Maser),第一次实现了受激辐射的相干放大。人们自然想到是否把相同的原理推广到电磁波谱的光频段,以产生强相干辐射。1960年美国物理学家梅曼(T·H·Maiman)首次研制成功第一台红宝石激光器(Laser)。随后1960年出现的氦-氖激光器,1963年问世的神化镓半导体激光器,以及后来发展的可调谐染料激光器,可从远红外至真空紫外整个波段工作的自由电子激光器等。它们的问世进一步促进了原子物理学的发展。例如用多束激光就能产生主量子数非常大的高激发态原子——里德伯原子,从而开辟了原子物理研究的新领域。同时,激光光谱学也成为原子物理中一个十分活跃的研究方向。

过去光谱分辨率低的主要原因是受多普勒展宽的限制,而激光的发展为消除多普勒展宽提供了方法。原子的饱和吸收光谱和双光子吸收光谱都可以消除一级多普勒展宽。进一步发展了用激光冷却原子,使原子运动减慢到静止状态的方法可以消除二级多普勒展宽。饱和吸收、双光子和多光子吸收光谱、受激喇曼散射等的发展还开辟了非线性光谱学。

由于激光技术可使光谱的时间分辨率大大提高,十几年前已

达 10^{-12} 秒的分辨时间。所以可以在皮秒(10^{-12} 秒)的时间尺度上来研究原子,从而形成皮秒光谱学。近几年又开始了飞秒(10^{-15} 秒)瞬态光谱学的研究。

9. 原子物理学的一些新发展

近20年来,除了波谱学和激光光谱学的发展推进了原子物理学研究之外,核物理、基本粒子物理和空间物理等学科和技术的发展不仅为原子物理的研究提供了许多实验技术,还因为原子物理与这些学科相互渗透和交叉而大大开拓了原子物理学研究领域。

首先我们可以看一下作为量子电动力学的实验支柱的最新进展。

1984年美国华盛顿大学范戴克(R·S van Dyck)和德梅尔特(H·G·Dehmelt)利用低温冷却到4.2K、弱电场、强磁场的彭宁陷阱,陷入单个电子可达一月之久。由此测量得到电子反常磁矩的精度达 40×10^{-9} 。这是迄今为止物理学领域中最精确和最灵敏的测量之一。验证量子电动力学的理论计算精度也要求达到可以与单电子实验的精度相比拟。迄今为止理论与实验完全一致。

最近用强原子束获得极窄的共振线,测得氢原子兰姆移位精度可达 9×10^{-9} 。在这个精度下测量,兰姆移位对质子结构就十分敏感了。

关于奇特原子的研究则是原子物理,核物理和基本粒子物理工作者们共同感兴趣的问题。用激光光谱技术精确测量了 μ 原子的超精细结构分裂(精度达 3×10^{-6}) ; 兰姆移位; 由塞曼效应测定 μ 原子的质量、磁矩; 用晶体衍射分光计在X射线, γ 射线区研究测定强子的质量、磁矩、核性质等。高强度的 μ 子和 π 介子源与脉冲激光器结合开辟了奇特原子激光光谱学研究的新领域。

此外,用激光光谱技术对正电子偶素超精细分裂,兰姆移位等的深入研究也为验证量子电动力学和二体相对论理论提供实验数据。

原子碰撞的研究在近十几年获得了新的进展。用各种各样的“炮弹”，包括原子、离子、光子、电子、 μ 子、 π 介子以及其它基本粒子来撞击原子，从中看到了许多新现象，也产生了一系列新问题。例如，从原子高能电子散射的光电离谱（电子能量在电离阈值以上）发现，在通常的连续谱上出现了一系列很精致的共振态，这可能反映了碰撞过程中的某种多体关联效应。又如利用多个激光束的光子碰撞来产生电子松散束缚态和里德伯原子态（高激发态）就是这种态的典型代表。里德伯原子结合能很小，尺寸可达微米量级，可利用这种碰撞过程来精确研究自旋——轨道耦合相关及相对论关系等。

由于强激光的多光子吸收和强同步辐射源研究的进展（如辐射皮秒脉冲、可连续调谐、偏振的X射线等）揭示了原子结构新的谱区，即原子中同时有两个或两个以上的电子处于激发态——多重激发态。这些态具有不同的特性，特别是涉及他们的关联运动和原子中多体的相对论以及量子电动力学效应。又由于重离子源和重离子加速器的发展，束箔光谱学方法广泛用于研究原子和离子高激发态、高电离态的物理性质，特别高阶离子谱和多重激发态，并用于对少电子和高荷电体系的相对论效应的研究，从而开拓了原子结构的研究领域。

各种现代实验技术的进步使人们能进一步探讨在各种极端条件下（高温、低温、高压、强场等），高激发态、高离化态原子的结构和物理性质。这些研究已成为原子物理研究的重要领域和前沿。最近发现原子在强磁场下显示奇特的行为，例如在强磁场下研究钡(Ba)的高能级吸收光谱，发现接近离化限显示周期性结构，这是一类新模式的电子运动，是磁场和核电场共同作用的结果。

空间物理、天体物理、等离子体物理、量子化学、生物学等学科的发展以及激光技术、空间技术、核聚变技术等的发展都需要以原子物理学为基础。这些学科和技术的发展又开拓了原子物理学研究的新领域。原子物理学的研究正在取得不断进展。

二、原子核物理学发展简史

在人类对物质世界的认识过程中，对原子核的认识迄今不足百年，原子核物理学的建立仅有几十年的历史。虽说人们到1911年才知道有原子核存在，但人们总是把1896年天然放射性的发现看作认识原子核的起点。

1. 从天然放射性到原子核的发现

原子核天然放射性的发现早于原子核本身的发现。1896年贝克勒尔 (A·H·Becquerel) 发现了沥青铀矿的天然放射性，这是人类第一次发现的原子核属性。不久，居里夫妇 (Pierre Curie 及 Marie Curie) 于1898年发现了钍的放射性，并发现了两种新的具有放射性的元素镭和钋。居里夫人用钋 (Po) 这个名称来纪念她的祖国波兰。接着，在1899年28岁的物理学家卢瑟福 (E·Rutherford) 发现了放射性元素发出的两种不同射线，称之为 α 射线和 β 射线。到1900年维拉尔 (P·Villard) 进一步发现了放射性元素发射的第三种射线—— γ 射线。1905年卢瑟福通过 α 的荷质比推测 α 粒子就是氦离子，到1908年他与罗伊兹 (T·Royds) 一起在收集了 α 粒子的放电管中看到了氦的光谱，于是从实验上证实了他的推测， α 粒子确实是正二价的氦离子，就是氦原子核。也是在这段时期，卢瑟福与索第 (F·Soddy) 于1903年，冯·许维勒 (Von Schweidler) 于1905年各自独立地总结出了衰变所遵从的规律：

$$dN(t) = -\lambda N(t)dt,$$

或
$$N(t) = N(0)e^{-\lambda t},$$

即众所周知的指数衰变规律。

对原子核放射性的这些最初认识为否定原子的不可分性，揭示原子的结构及原子核的存在提供了很好的实验背景。 α 射线更为探测原子和原子核提供了一种有力的手段。

另一方面，在20世纪初期物理学经历了一场大革命，1901年

和1905年相继问世的量子论和相对论为近代物理的发展奠定了基础，当然也为原子核的研究在理论上作好了准备。

1911年卢瑟福在分析盖革和马斯登(H·Geiger和 E·Marsden)所作的 α 粒子散射实验时发现原子存在一个极小的核心,并称之为“原子核”。卢瑟福还确定了原子核的大小和其它一些性质。当N·玻尔(N·Bohr)利用量子论来解释卢瑟福的原子有核模型时获得了极大的成功,可是在此模型中,原子核只不过是一个带正电荷的质点而已。

2. 质子和中子的发现

揭开原子核秘密的第一步是1919年卢瑟福迈出的。他用Rac['](^{214}Po)所放出的快速 α 粒子去撞击氮(^{14}N),实现了第一个极有意义的人造核反应,撞击后产生了氧(^{17}O)和一个带一单位正电荷的粒子,它就是氢原子的原子核,把它取名为Proton,这一名字来自希腊文 $\pi\rho\omega\tau\omicron\nu$ 的音译,意即“原始的宇宙物质”。这就是我们称之为“质子”的微粒。质子的被发现为人们窥探原子核的内部打开了一个缺口。质子发现后,人们曾以为核是由 A 个质子和 $A-Z$ 个电子组成的, Z 是原子序数。但这个模型与实际不符,到中子发现以后即被摒弃。

整个20世纪20年代,是量子理论和原子物理飞速发展的时代。由德布罗意的物质波开始,后来由海森伯、薛定谔和狄喇克发展了一整套描述微观世界运动规律的“量子力学”。

在20世纪30年代,中子的发现具有一定的传奇色彩,使得这一划时代的发现增添了趣味性。

1930年,波特和贝克(W·W·G·Bothe和 R·Becker)用钋放出的 α 射线去轰击铍时观察到了穿透本领极强的射线,他们认为这可能是高能 γ 射线。后来约里奥-居里夫妇(F·Joliot-Curie和 I·Joliot-Curie)对此作了进一步的研究。他们让此种射线穿过石蜡,发现它打出了能量高达6MeV的质子。因此,他们断定具有如此高能量的射线不可能是 γ 射线。他们虽说没能最后发现中子,

但为发现中子铺平了道路。

1932年英国科学家查德威克 (James Chadwick) 做了与约里奥-居里夫妇类似的实验, 并仔细测量了所打出的氮和质子的动量, 从而确定了新射线中的粒子具有与质子相近的质量且为不带电的中性粒子。这就是中子。

查德威克发现中子后, 海森伯和伊万年科 (W. K. Heisenberg 和 Д. Д. Иваненко) 同时独立地给出了原子核是由 Z 个质子和 $A-Z$ 个中子组成的假设, 并得到实验的证实, 从而彻底否定了原子核是由 A 个质子与 $A-Z$ 个电子组成的旧观点。中子发现以后, 关于原子核物理的研究进入了一个大发展的时期。

3. 加速器的初期发展阶段

自1919年卢瑟福用天然放射的 α 粒子撞击氮产生第一个人造核反应之后, 科学家们就开始想方设法提高 α 粒子的速度并设法获得具有高能量的其它粒子, 首先就是希望加速质子, 以求得到多种粒子在较高能量下的核反应。这推动了对加速器的研究。

第一台直线加速器是维德罗 (E. Wideröe) 在1928年设计建造的。接着劳伦斯和斯诺安 (E. O. Lawrence 和 D. H. Sloan) 按照相同的原理也于1930年建造了一台。这种加速器是将许多圆筒电极互相绝缘地排成一条直线, 将各相邻的两个电极连在一高频振荡器上, 并使所有电极正好正负相间安排, 当粒子经过每对电极之间的间隙时都受到高频电场的加速, 从而获得高能粒子。可是由于技术上的限制, 这种加速器在当时并无什么重要应用。第二次世界大战中发展起来的微波技术和1944年到1945年之间韦克斯勒和麦克米伦 (V. Veksler 和 E. Mc Milan) 提出的自动稳相原理使直线加速器获得了强大的生命力。

在30年代初对核反应的研究起了较大作用的加速器可举出以下几种。

1932年卢瑟福的学生考克饶夫和瓦耳顿 (J. D. Cockcroft 和 E. F. S. Walton) 设计制造了第一台高压倍加器, 它可将质子加

速到几十万电子伏特的能量。他们利用这种高速质子去打锂靶实现了如下核反应：



这是最早实现的人工加速粒子引起的核反应。

1930年劳伦斯 (E.O.Lawrence) 依据带电粒子在磁场中作圆周运动不断得到加速的原理设计了回旋加速器，此加速器在1932年建成投入运行，获得了能量高达1MeV的质子。

范德格喇夫 (R.J.Van de Graaff) 在1931年研制成了第一台静电加速器，现在人们也常称之为范氏加速器。他利用他自己于同年发明的范氏起电机所得到的几百万伏的高压来加速带电粒子，主要是加速电子和质子。后来在此基础上发展起多种电子静电加速器和质子静电加速器。

电子感应加速器的想法在1932年由斯莱皮恩提出，但直到1940年才由克斯特建成。开始只能把电子加速到几百万电子伏特，后来逐渐建立了100—300MeV的高能电子感应加速器。由于加速电子的辐射能量损失，限制了能量的进一步提高。但在不太高的能量范围，它却是一种较为经济的装置。

为了获得更高能量的粒子，更高品质的束流，加速器有关的技术得到了不断的发展。例如后来出现的多级串列静电加速器、同步回旋加速器、等时性回旋加速器等都得到了广泛的应用。

4. 原子核探测技术的发展

不言而喻，核物理的发展是离不开探测技术的。早期原子核放射性的发现借助于最原始的探测器件——感光底片。不过，由此而进一步发展了核乳胶探测技术。40年代末期核乳胶发展到实用阶段，我国核物理学家何泽慧等人在50年代成功地发展了我国的核乳胶技术。

威耳逊云室是威耳逊 (C.T.R.Wilson) 在19世纪末期为研究云雾中的光现象和电离现象而发明的。但是，在1912年前后将它用于探测放射性粒子的径迹，后来进一步推广到探测一切带电粒

子，它成了探测宇宙射线、核反应和基本粒子反应的极有力的工具。

气体探测器是最早使用的放射性探测器。1908年卢瑟福用来确定 α 粒子就是氦核的放电管，它是最早的一种气体探测器。接着出现的电离室则因其价廉、方便和可靠使其至今还有着一定使用价值。

1923年由盖革和弥勒(H·Geiger和P·Müller)发明的盖革—弥勒计数器以及随后的正比计数器均属气体探测器。G—M(盖革—弥勒)计数器有较高的灵敏度，但它只能计数。正比计数器则不仅能计数，还可测量粒子能量。这两种计数器不仅推动了核科学的发展而且在核科学的应用上也起了一定作用。此外，由于在这些计数器的使用中配备了成套的电子线路，所以它们也可被看作是核电子探测器的鼻祖。

由于气体探测器的阻止本领小，无法探测穿透本领大的射线，于是发展了晶体探测器。早先应用过如氯化银(AgCl)、硫化镉(CdS)和金刚石晶体，但由于存在极化效应而限制了它们的使用。1947年由科尔特曼(J·W·Coltman)等人发展成功的闪烁晶体计数器却得到了广泛应用。它利用晶体中所含荧光物质的闪烁发光通过光电倍增管和一套电子线路来记录放射信号。常用的闪烁晶体如含铯的碘化钠和碘化铯晶体， NaI(Tl) ， CsI(Tl) 。进而还发展了有机晶体、液体闪烁体和塑料闪烁体。闪烁体由于其探测效率高，分辨本领好而发挥了很大作用，例如1956年莱恩斯和科恩(F·Reines和C·L·Cowen)发现反中微子时就是利用的一个大的液体闪烁体探测器。

半导体探测器源于四十年代末期。1949年麦凯(K·G·McKay)首次用P—N结探测到了 α 射线通过时所产生的信号，可是直到60年代初期才进入实用阶段。先后出现了许多高分辨率的半导体探测器，如金硅面垒型探测器、锂漂移探测器等。像1962年弗里克(D·V·Freck)等人发明的锗(锂)[Ge(Li)]探测器在

低温下测量 γ 射线（能量为1.332MeV）时能量分辨可到2KeV。

各种高分辨、高灵敏度的探测技术离不开一套完好的电子设备。核电子学已发展成了一门专门的学科。特别是计算机应用到核探测之后形成了从接收信号、数据存贮、数据分析处理直到最后给出结果的成套自动测试系统和自动控制系统。

5. 人工放射性和核裂变

人工放射性核素的获得，是核物理发展史上具有重要意义的事件。1934年约里奥—居里夫妇用 α 粒子去轰击铝而合成了第一个放射性核素 ^{30}P ，它具有 β^+ 放射性。接着，费密(E·Fermi)指出中子在诱发人工放射性方面将起大的作用，这是因为中子不带电容易进入原子核而使稳定核素变成放射性核素的缘故。进一步，他还特别指出，当中子慢化到热中子时更易引起原子核的人工放射性，并用此法制得了几十种放射性核素。

人工放射性的发现除了它本身的实用价值之外，其意义主要在于它推动了核裂变的研究和原子能的利用。

当费密利用中子去轰击所有元素希望制造各种人工放射核素时，他也希望用中子轰击铀而获得 β^- 衰变的同位素，并在衰变后获得超铀元素。不少科学家都效法这一工作，其中就有德国化学、物理学家哈恩及其助手斯特拉斯曼(O·Hahn和F·Strassmann)。1939年1月N·玻尔教授正在华盛顿参加一个理论物理的学术会议。1月27日他收到了迈特纳(L·Meitner)的一封信，她告诉他说，哈恩及其助手用中子轰击铀时在产物中发现有钡出现，她与她的外甥弗里施(O·R·Frisch)认为这可能就是原子核的裂变现象。当玻尔向与会者宣读此信时，其场面之热烈是不难想见的。1938年底哈恩和斯特拉斯曼的这一发现影响了一个时代，它宣告人类进入了原子能时代，因为，科学家们注意到了随着这一裂变过程的产生还释放出了巨大的能量，这是问题的关键所在。不久，N·玻尔和惠勒(J·A·Wheeler)就推出了裂变的理论基础。

6. 原子反应堆和原子能

费密 (E. Fermi) 也是1939年1月27日会议的参加者, 他得知哈恩等人的发现之后立即着手进行核裂变及链式反应的研究。他领导了一个很强有力的科学家小组; 维格纳 (E. P. Wigner) 是他最得力的助手之一。

不久, 科学家们弄清, 发生裂变的铀核不是天然丰度为99.3%的 ^{238}U , 而是仅占0.7%的 ^{235}U 。在一般情况下 ^{238}U 吸收中子的能力却远比 ^{235}U 的大; 但是, 进一步发现 ^{235}U 对慢中子的吸收能力反而比 ^{238}U 大。所以为了提高裂变效率, 形成持续的链式反应就必须慢化中子。这就是原子核反应堆产生的诱因。

在费密领导的科学家小组的努力下, 世界上第一个原子反应堆于1942年12月诞生在美国的芝加哥。这个堆被称之为费密堆。它以石墨作减速剂, 属于石墨堆。这个堆很难说有什么实用价值, 但是它有两条很重要的意义。其一, 它第一次在一个反应堆中实现了可控制的链式核反应, 为利用原子能迈开了第一步; 其二, 发现了 ^{238}U 在吸收中子后产生的 ^{239}U 同位素经二次 β^- 衰变后产生了 ^{239}Pu , 而 ^{239}Pu 具有与 ^{235}U 相类似的性质, 易吸收慢中子发生裂变并放出2—3个中子, 所以也可作为产生原子能的材料。

为了提高裂变率还有另一个途径, 那就是进行同位素分离, 提取较纯的 ^{235}U 。也是在这段时期找到了气体扩散的方法实现了这一分离。

与此同时, 美国政府让奥本海默 (J. R. Oppenheimer) 负责进行着将原子核裂变能用于战争的秘密研究, 终于制造出了分别用 ^{235}U 和 ^{239}Pu 作原料的原子弹。

第二次世界大战之后关于反应堆的研究起初还完全集中于为军事目的服务, 到20世纪50年代以后不少反应堆逐渐转向核物理的研究工作和着手进行核电站的建设。我国的反应堆也始建于50年代。1964年成功地试爆了我国的第一个原子弹, 并于70年代开始设计建造我国的第一座核电站。

7. 核力的研究和介子的发现

在原子核结构的研究中，核子之间的相互作用力——核力是一项带根本性的课题。1911年卢瑟福发现原子核时，就已经指出核力是一种很强的短程作用力。20世纪30年代初，科学家们对此作了大量实验和理论研究，揭示了核力的各种对称性和交换性。如海森堡、马约拉纳、魏格纳和布特勒特的研究，分别发现了核力中所含的不同对称性的成分。

1935年日本科学家汤川秀树参照电磁作用力的光子理论提出了核力的介子理论，认为核力是核子之间通过交换一个介子而产生的。当1937年C·D·安德森和尼德迈耶（C·D·Anderson和S·H·Neddermeyer）在宇宙射线中发现了质量介于电子与质子之间的粒子时，人们满以为这就是汤川理论中的介子，并称之为汤川子，也有人称它为重电子或轻质子。最后取其质量介于电子和质子之间的意思而定其名为“介子”。介子的英文名 *meson* 的原意来自希腊文 $\mu\epsilon\sigma\omicron\varsigma$ ——“介于其间”。

可是到1947年，英国物理学家鲍威尔、奥恰利尼和拉茨（C·F·Powell, G·P·S·Occhialini和C·M·G·Lattes）在他们用气球送往大气上空的乳胶底片上发现了两条首尾相连的径迹。一条由质量为206的粒子产生，另一条是质量为273的粒子的径迹，前者正是安德森发现的粒子，他们称之为轻介子，后者是新发现的粒子，他们称之为重介子。后来又称轻介子为 μ 介子，称重介子为 π 介子（*pion*）。并弄清 μ 是 π 的衰变产物

$$\pi^{\pm} \longrightarrow \mu^{\pm} + \nu$$

进一步的研究证实 π 介子才是汤川所预言的介子。至于“ μ 介子”，因其不参与强相互作用，应属轻子而不属介子，故正其名为 μ 子（*muon*）。

8. 原子核结构的研究

中子发现以后，科学家们对原子核的结构进行了大量实验和理论的研究，提出了许多种核结构模型，并在不同范围、不同程度上取得了成功。例如早期的费密气体模型和液滴模型在解释核的

一些基本性质上如核密度、核大小以及解释裂变、结合能等问题上取得了相当的成就。

原子核的壳层模型是极其著名的模型之一。早在1934年依尔萨塞就曾假设原子核内核子可视作在一平均中心场中运动。可是，由于当时的实验数据的缺乏以及理论本身的不完善，所以他没能得到有益的结果。到了20世纪40年代末期，实验上测得了大量的原子核数据，如能谱、自旋、电磁矩等。在此基础上，1949年美国的M·G·迈耶夫人(M·G·Mayer)和德国的延森(J·H·D·Jensen)等人同时独立地提出了原子核的壳层模型。其关键的一步是在平均的中心势场之上加入了一项自旋-轨道耦合作用力。这个模型成功地解释了幻数以及许多实验中存在的壳层效应。

关于原子核的集体运动形态的研究也在很早就开始了，例如特勒和惠勒在1938年就指出了原子核发生转动的可能性。可是，也因当时实验数据的贫乏和理论上的缺陷终没能证实这一推测。到1950年雷恩沃特(L·J·Rainwater)指出，电四极矩大的原子核是非球形的，并与A·玻尔(A·Bohr)一起提出了关于形变核的初步理论。1953年A·玻尔和莫特森(B·R·Mottelson)，阿萨诺和瑞尔曼分别独立地给出了原子核转动能谱的公式，

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} I(I+1)$$

并得到了实验地证实。

对原子核的振动，其基本思想可追索到1941年苏联科学家朗道(Л.Д.Ландау)在处理超流状态下的液氦时引入的元激发概念。1952年A·玻尔和莫特森利用元激发(声子)的概念对原子核的集体振动进行了成功地描述。

A·玻尔和莫特森在1952、1953年之间关于集体运动发表了一系列文章，并逐渐将它们综合起来提出了他们的原子核集体运动模型或称综合模型。这一模型能统一处理原子核中核子的独立运动和集体运动。

A·玻尔、莫特森和富恩沃特三人因他们对原子核集体运动的卓有成效的研究工作而获得了1975年的诺贝尔物理学奖。

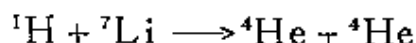
到20世纪70年代中期，关于原子核结构的研究值得提及的是美国物理学家亚开洛(F·Iachello)和日本物理学家有马朗仁提出的相互作用玻色子模型(IBM)。他们用代数的方法(群论的方法)来研究原子核的集体运动，用一个统一的代数模型给出所有偶-偶核的各种集体运动状态。

9. 核反应的研究

卢瑟福第一次用天然放射的 α 粒子轰击 ^{14}N 产生了核反应



并发现了质子。考克饶夫和沃尔顿第一次用人工加速的质子实现了核反应



核反应的实验研究是核物理的重要基础，是揭示原子核性质的根本手段。关于核反应本身的物理机制的研究当然是十分重要的，由于核反应过程是个多体问题，其过程相当复杂。到现在为止也只是提出了一些简单的模型，在解释部分实验上取得了成功。

关于核反应机制的最早的模型理论是1936年由N·玻尔提出的复合核模型和布赖特、维格纳(G·Breit、E·P·Wigner)的关于共振反应的理论。后来进一步发展了光学模型和直接反应理论。

光学模型的概念较早见于1940年贝特(H·A·Bethe)的工作，但经波特(A·B·Porter)、费希巴赫(H·Feshbach)和韦斯科夫(V·F·Weisskopf)等人的努力于50年代中期形成一完整的理论模型，对入射粒子与球形核反应的平均截面给予了相当好的解释。

直接反应理论则发展了耦合道光学模型和许多近似方法，如绝热近似和扭曲波玻恩近似方法(常称DWBA)。它们不同情况下不同程度的反映了入射粒子与形变核的反应机制。

介于这两种极端模型之间，入射粒子既不像在直接反应中打

出个别核子或个别核子集团，也不像在复合核中它与所有核子经许多次碰撞形成平衡状态，从而发展了所谓“预平衡”理论和“门槛态”理论等。

重离子反应于20世纪50年代已有所研究，但到60年代以后由于各种重离子加速器的不断建成投入使用，使得对重离子反应的实验和理论的研究逐渐形成了核物理一个专门的分支学科——重离子核物理，出现了许多十分吸引人的新课题，例如深度非弹性散射，全熔合形成超重稳定核，超形变核（长短轴比达2:1）的高自旋态等。特别是在高能重离子反应中的一些新现象乃至可能出现新物质形态的问题的研究正在吸引着科学家们的注意力。

10. 中微子和宇称不守恒

由于 β 衰变过程中出现了能量不守恒现象，早在1930年泡利就预言了中微子的存在。到1933年费密提出了弱相互作用的理论，阐明了 β 衰变的物理过程。可是20多年过去了，人们对中微子一无所知。直到1956年通过大功率反应堆中的裂变产物的 β 衰变过程，人们终于发现了反中微子—— β^- 衰变过程中发出的不是中微子，而是反中微子，在 β^+ 衰变过程中发出的才是中微子。到1962年进一步发现存在另一类中微子，是在 π 介子衰变成 μ 子时放出的，后来称之为 μ 子中微子，其反粒子就是 μ 子反中微子，分别记作 ν_μ 和 $\bar{\nu}_\mu$ 。 β 衰变中放出的中微子则称电子中微子和电子反中微子，记作 ν_e 和 $\bar{\nu}_e$ 。

宇称守恒是1924年拉波蒂在研究原子光跃迁时发现的一种规律，后来推广到物理的许多领域，包括原子核物理在内，取得了极大成功。可是后来出现了所谓的 θ - τ 之谜，这是1953年由达利兹和法布芮指出的，有两个衰变过程：

$$\theta \longrightarrow \pi + \pi$$

$$\tau \longrightarrow \pi + \pi + \pi$$

因 π 的宇称是-1，所以 θ 与 τ 应有相反的宇称。可是许多实验证实二者为同一粒子。这一切使物理学家感到茫然。但是就物理学来

说,“他知道在某个方向上必定有一个能使他脱离困境的门。然而究竟在哪个方向上呢?”1956年两位美籍华人物理学家李政道和杨振宁终于找到了这个通向成功的大门。他们发现宇称守恒定律不适用于弱相互作用,并且设计了检验他们的新理论的实验。随即由美籍华人女物理学家吴健雄和美国低温实验专家安伯勒出色地完成了 ^{60}Co 的 β 衰变实验,最后确证了弱相互作用中宇称是不守恒的。到1964年实验进一步证实了K介子衰变的宇称不守恒, $\theta-\tau$ 之谜也就迎刃而解了。

11. 亚原子世界和基本粒子结构

自1897年汤姆孙发现电子,1911年卢瑟福发现原子核,1919年他又发现质子到1932年查德威克发现了中子,完成了对原子及原子核的组成的认识,从而人类也就步入了一个更加微小的世界——亚原子世界。在这个世界里,除了已在1926年命名的光子外,相继在1932年发现了正电子,1936年发现了 μ 子,1947年发现了 π^\pm 介子和K、 Λ 等奇异粒子。由此,寻找基本粒子,研究基本粒子的工作就逐渐从原子核物理中独立出来,形成了一个全新的研究领域。

早先发现质子、中子利用的是天然放射的 α 射线所引起的核反应。进而,发现 e^+ 、 μ 、 π 、K和 Λ 等全靠的是天外来客——宇宙射线中的高能粒子引起的核反应。20世纪50年代以后,除了像在大功率反应堆的物理过程中发现反中微子等少数事件外,主要依靠高能加速器产生的人工核反应来发现和研究基本粒子。例如塞格雷和张伯伦(E·G·Segrè和O·Chamberlain)于1955年发现反质子利用的是伯克利的Bavatron加速器,又如王淦昌等人于1959年发现 $\bar{\Sigma}^-$ 利用的是杜布纳联合原子核研究所的质子同步稳相加速器,质子可加速到10GeV。到1983年为止,已发现基本粒子(包括共振态)共800多种,而寿命大于 10^{-20} 秒的基本粒子(包括反粒子)只有45种。

关于“基本粒子”不基本,本身也具有结构的问题可追索到

1932年斯特恩 (Stern) 测得的质子反常磁矩和中子磁矩不为零, 1956年霍夫斯塔特 (R. Hofstadter) 发现了质子的电荷分布, 中子内也存在等量的正负电荷分布。关于基本粒子的结构的理论探讨, 如日本科学家板田昌一早于1956年就提出过“板田模型”。但是在1964年盖尔-曼 (M. Gell-Mann) 提出的夸克模型取得了成功。我国科学家在1965年提出的层子模型在当时是一个相当成功的模型。

盖尔-曼提出强子结构的夸克模型时假设有三种夸克 (u, d, s), 后来格林伯格提出了每种夸克有三种不同“颜色”。后来又从理论上和实验上证实了粲夸克 c 和底夸克 b 的存在并找到了顶夸克 t 存在的迹象。此外从理论上提出了强相互作用的动力学基础, 提出了量子色动力学, 预言了胶子的存在。1979年丁肇中等人在实验中发现了胶子场存在的迹象。但这都是有待进一步研究的重大课题。

在基本粒子研究中关于三项基本相互作用的大统一问题是科学家们十分热心的课题。特别是1967年美国科学家温伯格 (S. Weinberg) 和巴基斯坦科学家萨拉姆 (A. Salam) 提出了弱相互作用和电磁相互作用的统一理论以后, 在1983年西欧核子中心 (CERN) 的质子对撞机上所做的实验中发现了该理论所预言的传递弱相互作用的中间玻色子 W^+ 和 Z^0 。这大大激发了科学家们寻找包括强相互作用和弱电相互作用的大统一理论的热情。

12. 核物理的纵深发展

现在已经明确“基本粒子”已不能算“基本”的物质层次。所以把这个层次称为“粒子”, 相应的研究学科称为“粒子物理”。当粒子物理成了探索物质结构的最前沿以后, 核物理的发展并没有停顿下来, 相反, 它得到了纵深的发展。

首先是核物理中已经成熟的技术广泛地应用于科学研究、工农业生产、医疗卫生乃至日常生活之中。实验和理论的计算能够提供相当精确的成套的核技术的数据, 世界上许多国家建立了完

整的核数据库，我国的核数据库 CNDC 也于80年代初正式建立。

重离子加速器的发展，开辟了重离子物理这一分支学科。为制造超重元素，寻找超重稳定岛，研究高激发态、高自旋态创造了条件。例如已经人工合成了第104到第109号元素，已经得到了自旋量子数高达60的高自旋态。这些研究都有着广阔的前景。

高能粒子加速器不仅是粒子物理的研究手段，也扩充了核物理的研究手段。粒子物理与核物理发展至今，又出现了分久必合的局面。在高能粒子束与核产生的反应中，高能重离子的碰撞中发现的许多新的现象引起了粒子物理学家与核物理学家的共同兴趣。例如核力到底是怎样产生的，如何在夸克之间的胶子场的基础上加以解释？核子中夸克的动量分布为什么对自由核子和束缚在核中的核子会不同？中微子质量是否为零？两个重离子相碰以后产生了高温高密度的核物质是否会形成新的物质形态——夸克胶子等离子体，等等。许多新的课题有待着科学家们作进一步的研究。

让我们仍引用杨振宁教授的这段话作为这一简短历史回顾的结尾：“他知道在某个方面上必定有一个能使他脱离困境的门。然而究竟在哪个方向上呢？”历史记录下了先驱者们打开的这一道道科学技术的大门，也鼓励后来者去探索尚待打开的那一道道门。

第二章 原子和原子核

物理学家简介

J·道耳顿 (John Dalton, 1766—1844)

英国物理学家、化学家，近代原子论的创始人。

1766年9月6日生于澳大利亚伊格尔斯菲尔德。幼年受学校教育不多，青年时期在盲人学者高夫 (J·Gough) 帮助下自学数学、哲学、希腊文、拉丁文和法文等，1793年开始在曼彻斯特学院讲授数学和自然哲学，1822年当选为英国皇家学会会员，1826年荣获该会第一枚奖章。

道耳顿于1801年总结出气体分压定律，1803年创立了倍比定律，并引入了元素的相对原子量，提出了最初的原子量表；1808年创立了科学原子学说：物质由不可分解的原子组成，在化学反应中原子性质不变，不同元素的原子不同，每种原子都有确定的原子量，每种化合物都有其完全确定的组成。道耳顿的原子说是近代科学史上一项划时代的贡献。

M·法拉第 (Michael Faraday, 1791—1867)

英国物理学家、化学家。

1791年9月22日生于伦敦萨里郡纽因顿一个铁匠家里。幼年家贫无力入学。13岁在一家书店学徒装订，工余时间自学化学和电学，并亲自动手做实验以验证书上的内容。1810年2月—1811年9月积极参加市哲学学会活动，受到了自然科学基础教育。1812年2月—4月，在皇家研究所听了著名化学家戴维 (Davy,



法拉第

1778—1829) 的几次学术报告, 并将报告内容整理装订成册, 送给戴维受到好评。1813年学徒期满, 经戴维介绍到皇家学院研究所实验室当助手。1824年1月当选为英国皇家学会会员, 1825年任皇家研究所实验室主任。

法拉第在科学上有多方面的贡献。他首先提出了电场、磁场的概念; 1831年发现了电磁感应现象, 其后总结为定律; 1833—1834年, 法拉第发现了两条电解定律(法拉第第一和第二定律), 开创了电化学并指明电荷具有最小单位。他测定了电解1克当量物质所需电量为96484库仑, 后来此值被称为法拉第常数。1843年法拉第用冰桶实验证明电荷守恒原理; 1845年发现磁致旋光效应(后称做法拉第效应), 这是人类第一次认识到电磁现象同光之间的关系。

J·J·巴耳末 (Johann Jakob Balmer, 1825—1898)

瑞士物理学家。

1825年5月1日生于洛桑。1844年中学毕业后, 到德国卡尔斯鲁厄工学院和柏林学习数学。1849年在巴塞尔获博士学位。1859—1897年在巴塞尔女子中学任教, 其中1865—1890年兼任巴塞尔大学讲师。

巴耳末一生发表了两篇论文。1884年6月25日巴耳末在巴塞尔自然科学协会演讲会上公布了氢光谱波长规律的经验公式(巴耳末公式), 同年在当地一个刊物上发表, 1885年又在《物理》杂志上刊载。另一篇论文1897年发表: 光谱波的一个新公式。巴耳末的氢光谱公式打开了光谱研究新领域的大门。

D·I·门捷列夫 (Dmitry Ivanovich Mendeleev, 1834—1907)

俄国化学家, 元素周期律的发现者。

1834年2月8日生于西伯利亚托波尔斯克。1855年毕业于彼得堡师范学院，1856年获得博士学位，1857年任彼得堡大学副教授；1859—1861年到德国进修物理化学。1866年任彼得堡大学教授，1893年出任计量局领导人。

门捷列夫于1869—1871年发现了元素周期律并编制了63种元素按原子量大小顺序排列的元素周期表。他根据周期表中的空位预言了三个新元素(类铝、类硼和类硅)的性质，后来被一一发现(相应的是镓、钪和锗)。门捷列夫提出了溶液水化理论，为近代溶液学奠定了基础。1866年门捷列夫还发现了气体的临界温度。

W·C·伦琴 (Wilhelm Conrad Röntgen, 1845—1923)

德国物理学家，X射线的发现者。

1845年3月27日生于普鲁士伦内普一个服装制造商家庭。3岁时全家迁居荷兰并加入荷兰国籍。1865年移居瑞士苏黎世，1869年获得苏黎世大学博士学位；1874年任斯特拉斯堡大学物理学院讲师；1875年任霍恩海农业学院教授；1876年回到斯特拉斯堡大学任教授；1879—1888年任吉森大学物理系主任；1889—1893年任耶拿大学和乌德勒兹大学教授；1894年出任维尔兹堡大学校长；1900年任慕尼黑大学物理学教授和物理研究所主任。



伦 琴

伦琴对科学的最大贡献是1895年11月8日发现了X射线(即伦琴射线)。当1896年1月伦琴公布这一结果时轰动了全世界。X射线的发现标志着近代物理学的开端。由于这一重大发现，伦琴荣获了第一届(1901年)诺贝尔物理学奖。

A·H·贝克勒尔 (Antoine Henri Becquerel, 1852—1908)

法国物理学家，放射性的发现者。

1852年12月15日生于巴黎一个科学世家。1872年入综合工艺学校，1874年入桥梁公路学校，1877年毕业并取得桥梁工程师职务。1878年任巴黎自然史博物馆助理，1888年获得巴黎大学科学部博士学位。1889年被选入法国科学院；1908年担任法国科学院院长，同年七月又被选为科学院终身秘书。



贝克勒尔

贝克勒尔对物理学最突出的贡献是1896年发现了天然放射性。这一发现打破了原子不可再分割的传统观念，标志着原子核物理学的开端。1900年贝克勒尔发现了 β 射线；1904年发现了放射性衰变。由于放射性的发现，贝克勒尔是1903年度诺贝尔物理学奖获得者之一。

J·R·里德伯 (Johannes Robert Rydberg, 1854—1919)

瑞典物理学家。

1854年11月8日生于瑞典隆德。1879年获得隆德大学数学博士学位，1882年任隆德大学物理学讲师，1892年任物理学院助理教授，1901年任物理学终身教授。

里德伯主要从事光谱学理论研究工作。

1890年他用波数代替波长，把氢原子光谱的巴耳末公式简化为 $\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$, ($n = 3, 4, 5, \dots$)， R_H 称做里德伯常数。

J·J·汤姆孙 (Joseph John Thomson, 1856—1940)

英国物理学家，电子的发现者。

1856年12月18日生于曼彻斯特郊区齐山姆一个书商家庭。

1870年入曼彻斯特欧文斯学院，1876年入剑桥大学三一学院，1880年取得学士学位。1881年他成为三一学院研究员，1884年任卡文迪许实验室物理学教授；1905—1918年担任大不列颠皇

家研究院自然哲学教授，1911—1913年任英国皇家学会副会长，1915—1920年任会长。1918—1940年，汤姆孙担任三一学院院长，1908年被封为爵士。

汤姆孙1897年通过测定阴极射线粒子荷质比，发现质量约为氢原子 $\frac{1}{2000}$ 的带负电的“微粒”，后来称作电子。



汤姆孙

电子是人类发现的第一个基本粒子。电子的发现揭示了原子的内部结构，进一步打破了原子是组成物质最小单元这一传统观念。电子的发现促使物理学家们开始向原子内部探索，掀起了“分裂原子”的热潮。

汤姆孙也是质谱方法的创始人。1913年他将氖放电管中原子量分别为20和22的两种不同的氖离子区分开来，第一次用物理方法分离了稳定元素的同位素。这种方法经阿斯頓改进和完善发展成质谱计。

汤姆孙由于在气体放电理论和实验研究方面的成果，荣获1906年度诺贝尔物理学奖。

M·普朗克 (Max Planck, 1858—1947)

德国物理学家，量子论的创始人。

1858年4月23日生于普鲁士的基尔。普朗克1874年入慕尼黑大学攻读物理和数学，1877—1878年去柏林大学听过数学家外尔斯特拉斯和物理学家亥姆霍兹、基尔霍夫的讲课。这期间普朗克自学了克劳修斯著的《力学的热理论》；1879年获得慕尼黑大学博士学位。1880—1885年，他在慕尼黑大学任教，1885—1889年任基尔大学教授，1887年基尔霍夫逝世后，被柏林大学任命为基尔霍夫的继任人和理论物理研究所主任；1918年当选为英国皇家

学会会员，1930—1937年担任威廉皇帝协会会长。

普朗克早期主要从事热力学研究，后来相继从事力学、光学和电学的研究。普朗克对科学的卓越贡献是1900年创立了量子论。他在从理论上推导黑体辐射普朗克公式时，假设了腔壁的谐振子不是连续地向外辐射能量，而是一份一份地辐射。辐射量子能量 $E = h\nu$ ， h 是普朗克常数， ν 为量子辐射频率。



普朗克

爱因斯坦对普朗克的发现评价说：“这一发现成为20世纪整个物理学研究的基础，从那个时候起它几乎完全决定了物理学的发展。要是没有这一发现，那就不可能建立起分子、原子以及支配它们变化的能量过程的有用的理论。”

普朗克由于上述发现而荣获1918年诺贝尔物理学奖。

P·勒纳 (Philipp Lenard, 1862—1947)

德国物理学家。



勒纳

1862年6月7日生于匈牙利普雷斯堡，父亲是酿酒商人。1886年，勒纳在海德堡大学获博士学位，1892年任波恩大学讲师并担任赫兹教授的助手，1894年任布雷斯明大学特聘教授，1896年任海德堡大学理论物理学教授，1898年任基尔大学物理学教授兼物理研究所所长，1907—1930年先后担任过海德堡大学物理研究所以及放射线研究所所长。

勒纳主要从事阴极射线研究。1892年，他制成了带有铝箔窗（称为勒纳窗）的阴极射线管，可以将射线引出电离空间供进一步实验研究。勒纳也曾证实阴极射线是由带负电的粒子流组成。他根据阴极射线被物质吸收的事实，提出原子的有效中心集中在

原子体积极小部分的概念，比卢瑟福原子模型要早。1902年勒纳还发现光电效应中光电子数目随光强度增强而增大；光电子动能只与光子频率有关。这个结果与把光看成波的经典理论相矛盾，一直到1905年爱因斯坦提出光量子假设才得到合理的解释。

勒纳由于在阴极射线方面的研究成果荣获1905年度诺贝尔物理学奖。

W·H·布拉格 (William Henry Bragg, 1862—1942)

W·L·布拉格 (William Lawrence Bragg, 1890—1971)

英国物理学家。

布拉格1862年7月2日生于英格兰西部坎伯兰的威格顿。他1881年入剑桥大学学习，1885年毕业后去澳大利亚，担任阿德莱德大学数学物理学教授，1907年被选为英国皇家学会会员，1909—1915年任英国利兹大学物理学教授，1920年被封为爵士，1915—1923年任伦敦大学教授，1935—1940年任英国皇家学会会长。



W·H·布拉格



W·L·布拉格

W·L·布拉格是W·H·布拉格之子，1890年3月31日生于澳大利亚的阿德莱德，1909年随父回英国入剑桥大学三一学院学习数学，后来改学物理，1911年毕业，1919—1937年任曼彻斯特大学物理学教授，1921年当选为英国皇家学会会员，1938—1953年担任卡文迪许实验室教授和主任，1954—1966年担任皇家研究所教授兼所长。

布拉格父子研究X射线晶体衍射现象。他们共同发展了X射线衍射分析技术，导出了著名的布拉格公式，

表明了X射线波长与晶面间距的定量关系。由此人们既可以测定X射线的波长，又可以分析晶体的结构。1913年他们父子建立了第一台X射线摄谱仪，测量了许多元素的标识X射线的波长。从此，一门新的学科—X射线晶体学诞生了，为深入研究物质内部构造开拓了道路。由于上述贡献，布拉格父子二人共同获得1915年度诺贝尔物理学奖。

W·维恩 (Wilhelm Wien, 1864—1928)



维恩

德国物理学家。

1864年1月13日生于东普鲁士的加费肯，父亲是农场主，1882年入格丁根大学学习数学和自然科学，一学期后转入柏林大学学习数学和物理，1883—1884年在亥姆霍兹实验室工作，1886年获柏林大学博士学位，同年夏天，由于父亲患病，回家协助父亲经营农场，在这期间维恩仍挤时间从事科学研究工作，

1890年一场大旱灾使他父母不得不变卖田产迁居柏林。从此维恩可以专心从事科学研究，1892年任柏林大学讲师，1896年受聘于亚琛物理技术高等学校教授，1899年任吉森大学物理学教授，1900年在维尔茨堡大学接替伦琴任物理学教授。

维恩在热辐射研究中(1893年)发现：物体发光中最强光的波长与物体的绝对温度成反比(维恩位移定律)；1895年他发明了以小孔空腔作为完全黑体研究热辐射的方法，1896年从理论上导出了适于短波的黑体热辐射公式(维恩公式)，表明了黑体辐射能量对不同波长的分布规律；维恩较早地证实了阴极射线是高速运动的带电粒子流。维恩还证明了极隧射线(阳极射线)是带正电的粒子，其电量与阴极射线粒子负电荷量相等。维恩由于发现热辐射定律荣获1911年度诺贝尔物理学奖。

P·塞曼 (Pieter Zeeman, 1865—1943)

荷兰物理学家。

1865年5月25日生于荷兰吉兰省斯科威岛的宗尼迈尔。塞曼1885年入莱顿大学在洛伦兹和昂尼斯指导下学习物理，1890年成为洛伦兹教授的助手，1893年获博士学位。1895—1897年担任私聘教师。1897年担任阿姆斯特丹大学讲师，1900年升为物理学教授，1908年接替范德瓦尔斯任物理研究所所长。从1927年起任塞曼实验室主任，一直工作到1935年退休。



塞 曼

塞曼于1896年发现钠光源在外磁场作用下，所发出的光谱线分裂和变宽的现象（塞曼效应）；此后在导师洛伦兹指导下不仅观测到光谱线频率的变化，而且也观测到谱线的偏振状态。塞曼效应的发现是继1845年法拉第发现“法拉第效应”和1875年克尔发现“克尔效应”之后而成为至今已被发现的磁场对光影响的第三个例子。塞曼效应的发现是塞曼同他的老师洛伦兹共同合作的结晶，因此，他们两人共同荣获1902年度诺贝尔物理学奖。

M·S·居里 (Marie Skłodowska Curie, 1867—1934)

波兰—法国女物理学家、化学家。

1867年11月7日生于波兰华沙一个教师家庭。1891年，她到法兰西共和国大学理学院攻读物理。1893年以第一名成绩获物理学硕士学位，1894年又以第二名成绩获数学硕士学位，1903年获得博士学位。1895年7月26日同法国物理学家皮埃尔·居里结婚。1906年P·居里逝世，她继承了丈夫物理学教授职务，1908年在世界上第一次讲授放射学，1914年任镭研究所所长。

M·居里在放射性研究方面做出了巨大的贡献。她经过与丈

夫的艰苦努力，1897年7月发现了放射性元素钋，12月又发现了放射性元素镭。他们从成吨的矿渣中经过四年的努力，于1902年终于提炼出0.1克纯氯化镭，初步测定了镭的原子量为225。由于上述成就，居里夫妇成为1903年度诺贝尔物理学奖获得者之一。1907年居里夫人再次提炼出纯氯化镭并精确测量了镭的原子量为226.45。1910年又提炼出镭元素，测量了镭的物理、化学性质。她还测定了氢及其它放射性元素的半衰期，整理出放射性元素衰变系统关系。由于这一成就居里夫人又荣获1911年度诺贝尔化学奖。



居里

居里夫人一生获得奖金有10项、荣誉奖章16枚，荣誉学衔107种。然而她对此都漠然视之，正如爱因斯坦所说：“在所有著名人物中，居里夫人是唯一不为荣誉所颠倒的人。”

R·A·密立根 (Robert Andrews Millikan, 1868—1953)



密立根

美国物理学家。

1868年3月22日生于伊利诺斯州莫里森。1895年，他获哥伦比亚大学物理学博士学位，1896—1921年在芝加哥大学任教，1910年升为教授；1921年任加州理工学院布里奇实验室主任；1928年曾兼任美国科学进展协会主席等职务。

密立根最著名的实验成就是用油滴法测量电子电荷。这一工作从1907年开始到1913年完成，得到电子电荷数值为 $(4.774 \pm 0.009) \times 10^{-10}$ esu。1912—1916年密立根在实验上又证实了1905年爱因斯坦提出的光电方程。密立根还从事电子在强电场作用下逸出金属表面

的研究以及一些金属的X射线的研究，发现了近1000条谱线，把光谱测量向远紫外线扩展达到近X射线区域(波长到13.66nm)，从而发现了“裸原子”和“自旋电子”光谱。

密立根由于对基本电荷和光电效应的研究成果而荣获1923年度诺贝尔物理学奖。

A·索末菲 (Arnold Sommerfeld, 1868—1951)

德国物理学家。

1868年12月5日生于东普鲁士柯尼斯堡(今苏联加里宁格勒)。1886年，索末菲入柯尼斯堡大学学习数学，1891年获博士学位，1893—1894年在格丁根的矿物研究所担任数学家F·克莱恩的助手，1897年任克劳斯塔矿业学校数学教授，1900年任亚琛大学应用数学教授，1926年被选为英国皇家学会会员，1906—1940年任慕尼黑大学理论物理学教授并主持建立了理论物理研究所。



索末菲

索末菲主要的科学成就是把量子论应用到光谱上，提出了以原子内电子运动的椭圆轨道代替玻尔的圆形轨道，引入角量子数和空间量子化等概念，成功地解释了氢原子光谱和重元素X射线精细结构及正常塞曼效应，促进了量子理论的发展。1920年又提出内量子数，对碱金属谱线的双重线作出了初步解释。

C·T·R·威耳逊 (Charles Thomson Rees Wilson, 1869—1959)

英国物理学家，威耳逊云室的发明者。

1869年2月14日生于苏格兰的中洛锡安郡。1884年入欧文斯学院(现曼彻斯特大学)学习生物，1887年获理学士学位，1888年入剑桥大学苏撒克斯学院学习物理和化学，1892年毕业，1896年获博士学位，1900年任剑桥大学物理学讲师，1913年担任太阳



威耳逊

物理气象台气象物理观测员，并在此完成了致电离粒子径迹和关于雷电的大部分研究工作，1918年任气象学讲师，1900年被选为英国皇家学会会员，1925年任杰克逊自然哲学讲座教授，1934年退休。

威耳逊于1894年在云室实验中发现，潮湿无尘的空气膨胀时会有小水滴出现。他认为这可能是水蒸气以空气中导电离子为核心凝聚的结果。1896年他用新发现的X射线照射云室气体，进一步证实了上述判断。他由此确认云室可以用来探测带电粒子。1911年威耳逊首先拍下了用云室探测单个 α 粒子和单个 β 粒子的径迹。1912年威耳逊进一步改善了云室技术，他又用云室证实了康普顿反冲电子的存在，令人信服地表明了康普顿效应的真实性。随之威耳逊云室在世界上得到推广和应用，取得了许多重要成果。例如，1933年安德森用威耳逊云室从宇宙射线中发现了正电子，从而证实了狄喇克理论。

由于威耳逊发明了以他的名字命名的威耳逊云室，他成为1927年度诺贝尔物理学奖获得者之一。

J.B.佩兰 (Jean Baptiste Perrin, 1870—1942)

法国物理学家。

1870年9月30日生于法国里尔，1895年，佩兰入巴黎高等师范学院学习，1897年获博士学位，同年任巴黎大学神学院物理化学讲师，1910年升为教授。1940年，他因公开反对纳粹政权，被迫离开法国迁居美国。

佩兰早期研究阴极射线，曾在实验中证实阴极射线不是当时物理学家们认为的辐射波，而是带负电的粒子流，这个发现为1897年汤姆逊测量阴极射线粒子荷质比做了准备。佩兰的主要贡献在：



佩兰

点。

他以物质结构不连续性的研究成果、特别是沉积平衡的发现荣获1926年度诺贝尔物理学奖。

·E·卢瑟福 (Ernest Rutherford, 1871—1937)

英国物理学家。

1871年8月30日生于新西兰纳尔逊一个英国移民后裔家庭。1895—1898年在英国剑桥大学卡文迪许实验室学习和工作，是J·J·汤姆孙的学生和助手。1898年移居加拿大，被聘为麦吉尔大学教授。1907年回英国任曼彻斯特大学实验物理学教授，1919年应邀接替退休的J·J·汤姆孙担任卡文迪许实验室主任，1925—1930年当选为英国皇家学会主席，1931年受封为纳尔逊男爵。



卢瑟福

卢瑟福对物理学主要有三方面的贡献。

1. 放射性研究。1899年卢瑟福利用吸收法发现放射性中含有两种成分并由他本人命名为 α 射线和 β 射线；他发现了放射性元素钍。1902年卢瑟福同英国化学家索迪共同发表了论文《放射性的原因和本质》，宣布放射性原子是不稳定的，提出重元素自发衰

变的理论，1904年又总结为放射性产物链式衰变理论，奠定了重元素放射系元素移位的基本原理；1905年证实了 α 粒子就是氦原子核。由于上述成就，卢瑟福荣获1908年度诺贝尔化学奖。

2. 原子结构的研究。1911年卢瑟福完成了著名的 α 粒子散射实验，证实了原子核的存在（ $<10^{-12}$ 米），由此提出了原子结构的卢瑟福行星模型，完全否定了J·J·汤姆孙原子模型。

3. 人工核反应实验。1919年卢瑟福用放射性元素钋的 α 粒子轰击干燥空气，得到了氧同位素，其反应为 ${}^{14}_7\text{N}({}^4_2\text{He}, {}^1_1\text{H}){}^{14}_8\text{O}$ 。这是人类第一次进行的人工核反应，这为人类利用原子核奠定了基础。1920年他还预言了中子的存在。

卢瑟福同查德威克、C·D·艾利斯合作，于1930年出版《从放射性物质发出的辐射》一书，是早期核物理学的总结。

J·斯塔克 (Johannes Stark, 1874—1957)

德国物理学家。



斯塔克

到1939年退休。

1874年4月15日生于德国希根霍夫的上帕拉蒂那特一个农民家庭。1894年，他入慕尼黑大学，1897年获博士学位，1900年任格丁根大学讲师，1906年任汉诺威大学应用物理与摄影科特聘教授，1909年任亚琛技术学院教授，1917年任格赖夫斯瓦尔德大学教授，1920年在维尔茨堡大学成为W·维恩的继任者，1933年当选为物理技术研究所所长，直

斯塔克于1902年预言极隧射线的高速粒子应显示多普勒效应，1905年他在用氢“射线”显示的实验中发现了这一效应。这是人类用地球上的光源首次检验出多普勒效应。1913年他发现了氢的巴尔末线在电场中的劈裂现象（斯塔克效应）。由于上述两项发现，斯塔克荣获1919年度诺贝尔物理学奖。

C·G·巴克拉 (Charles Glover Barkla, 1877—1944)

英国物理学家。

1877年6月7日生于英格兰开夏郡维德尼斯。1895年,他入利物浦大学学习数学和物理,1898年取得理学士学位,1899年取得硕士学位,随即入剑桥大学三一学院当研究生,1902年又回到利物浦大学当研究生并任教,1904年获理学博士学位。1909年,巴克拉在伦敦皇家学院继承威尔逊(H·A·Wilson)的职务担任惠斯登讲座的物理学教授,1912年



巴克拉

当选为皇家学会会员,1913—1944年任爱丁堡大学自然哲学教授。

巴克拉主要从事X射线的研究,1904年通过偏振的观察发现X射线为横波。1905年他发现受X射线照射的金属所产生的次级辐射中有两种成分:一种是散射后特性不变的X射线;另一种射线的光谱只与散射物质的原子特性有关,而与化学结合无关,称作标识元素的伦琴射线。这是人类首次发现的原子特征辐射。巴克拉还发现特征辐射中有硬的K射线和较软的L射线两种成分。他成功地研究了从钙到铈原子的K射线和从银到铋的L射线。巴克拉的发现为X射线波谱学的发展奠定了基础。由于标识元素的次级伦琴射线的发现,巴克拉荣获了1917年度诺贝尔物理学奖。

F·W·阿斯顿 (Francis William Aston, 1877—1945)

英国实验化学家、物理学家。

1877年9月1日生于伯明翰的哈伯恩。1891年,他入莫尔文学院学习,1893年转入伯明翰大学,1903—1908年在伯明翰大学担任J·H·坡印廷的研究助手,1910年去剑桥大学卡文迪许实验室担任J·J·汤姆孙的研究助理,1912年获剑桥大学学士学位,1921—1945年任卡文迪许实验室研究员。



阿斯頓

阿斯頓主要从事放射性同位素分析工作。1910年在J·J·汤姆孙指导下发现了氖的同位素 ^{22}Ne ；1919—1925年间，阿斯頓发明了质谱计，并用它准确地测量原子及分子的质量，发现了天然存在的287种核素中的212种。由于发现多种非放射性元素的同位素而获得1922年度诺贝尔化学奖。

O·哈恩 (Otto Hahn, 1879—1968)

德国物理学家、化学家，核裂变的发现者。

1879年3月8日生于莱茵河畔法兰克福。1897年，哈恩入马尔堡大学学习。1901年获化学博士学位。1904年，他去伦敦大学学院在W·拉姆齐的实验室工作，1905年去加拿大蒙特利尔麦吉尔大学，在E·卢瑟福领导下工作。1906年，他回德国任柏林大学编外讲师，1910年升为教授，1912年任威廉皇帝协会新建的化学研究所放射研究室主任，1928年起任该所所长一直到1945年盟军占领德国。此后他和W·K·海森伯等几位原子科学家被送往英国拘禁。1946年，他获释回德国担任威廉皇帝协会会长一直到1960年，1960年后任名誉会长。



哈恩

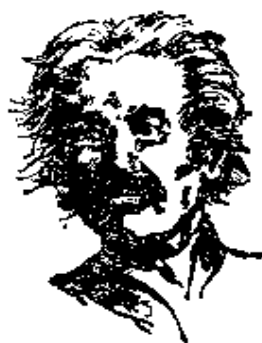
哈恩从1904年开始从事放射化学研究，到1921年，先后发现9种放射性同位素。1904年他发现射钍(RaTh , ^{228}Th)；1905年，他发现射锕(RaAc , ^{227}Th)，1917年，他发现放射性镤。1921年，哈恩还发现天然放射性元素之间的同质异能现象，1938年，他和助手斯特拉斯曼(Fritz Strassman)发现了铀在慢中子作用下的核

裂变现象，后来又发现钍核受快中子照射也会发生裂变。由于核裂变现象的发现，哈恩获得1944年诺贝尔化学奖。

A· 爱因斯坦 (Albert Einstein, 1879—1955)

爱因斯坦是一位举世闻名的伟大的物理学家，相对论的创始人。

1879年3月14日，他出生于德国乌尔姆一个犹太人家里。1896年，他入瑞士苏黎世联邦工业大学师范系学习物理，1900年毕业，1901年取得瑞士国籍，1902年受聘于瑞士专利局负责专利技术鉴定工作。他利用业余时间继续开展科学研究工作，1905年获苏黎世大学博士学位，1908年担任伯尔尼大学编外讲师。1909年，爱因斯坦离开专利局任苏黎世大学理论物理学副教授，1911年任布拉格德语大学理论物理学教授，1912年任苏黎世联邦工业大学教授。1914年，他回德国任威廉皇帝物理研究所所长兼柏林大学教授。1933年，他因受到纳粹政权迫害而迁居美国，任普林斯顿大学理论物理学教授及普林斯顿高等研究院终身研究员。1940年爱因斯坦加入美国国籍。



爱因斯坦

爱因斯坦是20世纪最伟大的科学家，他对现代物理学的发展作出了重大的贡献。他创立了狭义相对论（1905年）、广义相对论（1911—1915年）、引力场理论（1916年）、现代宇宙学（1917年），并对统一场论进行了探索。他除了发现相对论外，最大的成就是发现和创立了光量子学说，用这一理论解释了光电效应之谜。爱因斯坦创立的相对论和量子论被人们认为是20世纪前半叶在人类科学史上所建立起来的两座历史性丰碑。

爱因斯坦由于数学物理方面的贡献，特别是阐明光电效应定律而荣获1921年度诺贝尔物理学奖。

M·劳厄 (Max von Laue, 1879—1960)

德国物理学家。



劳厄

1879年10月5日出生于柯布伦茨附近的普法芬多夫。1898年劳厄一边在军队中工作，一边到斯特拉斯堡大学学习，1899年转到格丁根大学学习理论物理，1902年入柏林大学在M·普朗克指导下工作，1903年获柏林大学博士学位，随后回到格丁根大学，二年后取得资格到预科大学任教。1905—1909年，

他被聘为柏林理论物理研究所普朗克教授的助教，1909年任慕尼黑大学编外教师，1912年任苏黎世大学物理学教授，1914年任法兰克福大学教授，1919年被任命为柏林大学教授、理论物理研究所所长。1921年任威廉物理研究所所长，1949年被选为英国皇家学会会员，1951年被选为柏林—达莱姆的F·哈伯物理化学研究所所长，1958年退休。

劳厄1912年发现了X射线在晶体中衍射现象，并通过大量实验总结出劳厄公式。劳厄这一发现证明X射线是一种波长很短的电磁波，同时又证明了晶体的点阵结构。由于上述发现，劳厄荣获1914年度诺贝尔物理学奖。劳厄1931年发表了X射线“动力学理论”，1932年解释了破坏超导性的外磁场极限值为何与物体的形状有关。这为迈斯尔纳后来发现超导体内完全没有磁场的研究开拓了道路。

C·J·戴维孙 (Clinton Joseph Davisson, 1881—1958)

美国物理学家。

1881年10月22日出生于伊利诺思州布鲁明顿。1902年，他进入芝加哥大学，第二年辍学，暂时到柏图大学担任助教；1904—1905年返回芝加哥大学从事研究工作。1905—1910年，他担任普



戴维孙

林斯顿大学半日制物理教学工作，1908年获芝加哥大学理学士学位，1911年获普林斯顿大学哲学博士学位，1911—1917年任宾夕法尼亚州匹兹堡卡内基工业学院物理讲师，1913年曾在卡文迪许实验室J·J·汤姆孙指导下工作，1917—1946年在纽约市贝尔电话实验室工作，1925年正式成为贝尔电话实验室物理学家，1947—1949年任弗吉尼亚大学特邀物理学教授。

戴维孙是电子衍射现象实验发现者之一。1919年他在电子照射镍晶体的实验中发现次级电子跟初级电子具有相同的能量，而角分布有两个极大值，后来又做了进一步实验。1926年当他对德布罗意关于电子具有波动性的假设进一步了解后，戴维孙相信上述实验结果是由于晶格电子衍射造成的。1927年戴维孙再次进行镍单晶电子衍射实验，结果表明德布罗意公式 $\lambda = \frac{h}{mv}$ 是正确的。从此，德布罗意电子具有波动性的假设得到了证实。戴维孙由于这一发现荣获1937年度诺贝尔物理学奖。

J·夫兰克 (James Franck, 1882—1964)

德国物理学家。

1882年8月26日出生于德国汉堡。1901年，他入海德堡大学，第二年转入柏林大学学习，1906年获物理博士学位。1911年，夫兰克在柏林大学讲授物理，1917年起任威廉皇帝物理化学研究所分部主任，1921年受聘为格丁根大学教授并担任第二实验物理研究所所长。1933年夫兰克抗议希特勒反犹太法辞去



夫兰克

教授职务。1934年，他移居美国，1935—1938年任约翰·霍布金斯大学物理系教授，1938—1949年任芝加哥大学物理化学教授，1949年退休后，作为名誉教授继续在大学工作。

夫兰克在物理学中的主要贡献是，在1914年同赫兹由电子和原子碰撞实验（夫兰克-赫兹实验）中，发现了非弹性碰撞中能量量子化转移现象。第一次证实了1913年玻尔提出的原子存在分立能级的假设。由于这一研究成果，夫兰克和赫兹共同获得1925年度诺贝尔物理学奖。1925年夫兰克提出了解释分子电子光谱带振动结构强度分布的基本原理（后称为夫兰克-康登原理）。

M·玻恩 (Max Born, 1882—1970)



玻恩

德国理论物理学家，量子力学奠基人之一。

1882年12月11日出生于普鲁士布雷斯劳。1901年，他进入布雷斯劳大学，后又到海德堡大学、苏黎世大学学习，1907年获格丁根大学哲学博士学位；1914年在柏林大学任教，1919年任法兰克福大学教授并担任理论物理系主任。1921年玻恩接替 P·J·W·德拜担任格丁根大学物理系主任。1933年玻恩由于犹太血统关系被希特勒政权剥夺了教授职务和财产。他随即迁居英国在剑桥大学任教，1936年接替 C·G·达尔文任爱丁堡大学教授。1953年，玻恩退休后，返回德国在格丁根居住。

玻恩从1912年开始致力于点阵力学理论研究，说明了对弹性常数间的科希关系的偏离，证明了振动光谱由两种不同类型的谱带组成，并且把 P·埃瓦尔德关于晶体中的电磁波理论并入了点阵力学。1923年玻恩又从事发展量子理论研究工作。1925年海森伯提出“关于运动学和力学关系的量子论”后，玻恩立即同海森伯、约当合作，发展这一理论并建立了完整的“矩阵力学”。后来，

玻恩又从碰撞问题的分析中提出了波函数的统计解释——波函数的平方代表粒子出现的几率。当时大多数物理学家都接受了这一看法。但也有一些大科学家,例如普朗克、爱因斯坦、德布罗意、薛定谔等持怀疑态度,因此到1954年玻恩才获得诺贝尔物理学奖。

N·玻尔 (Niels Bohr, 1885—1962)

丹麦理论物理学家,哥本哈根学派创始人。1885年10月7日生于丹麦哥本哈根。1903年玻尔进入哥本哈根大学主修物理学,1909年获科学硕士学位,1911年获博士学位;之后到英国,先在剑桥大学卡文迪许实验室工作,1912年到曼彻斯特大学同卢瑟福一起工作,1913—1916年任哥本哈根大学讲师,1916年升为理论物理学教授,1920—



玻尔

1962年担任哥本哈根大学理论物理研究所所长,1932—1962年兼任丹麦皇家科学院院长。1937年,他曾应清华大学理学院院长吴有训的邀请来中国讲学;1943年流亡去美国参加了建造原子弹的理论研究工作,1945年回丹麦后致力于和平利用原子能事业。玻尔是1955年在日内瓦召开的第一届和平利用原子能会议的倡导者之一。

玻尔主要从事发展原子、分子和原子核结构方面的理论工作,对此做出了巨大的贡献。1913年提出玻尔氢原子理论,根据定态假设和频率法则,圆满地解释了氢原子光谱的规律;1918年提出量子理论和古典理论之间的对应原理;1928年提出互补原理;1936年提出原子核复合核理论;1939年玻尔同惠勒一起提出重核裂变的液滴模型理论。

玻尔由于研究原子结构和原子辐射所取得的成就而荣获1922年度诺贝尔物理学奖。

K·M·G·西格班 (Karl Manne Georg Siegbahn, 1886—1978)



西格班

瑞典物理学家。

1886年12月3日出生于瑞典厄勒布鲁。1906年,他进入隆德大学,1911年获博士学位并被任命为讲师,1915年升为副教授,1920年升为教授,1923—1937年任普鲁萨拉大学教授,1927—1964年任斯德哥尔摩大学物理学教授,1939年后任瑞典皇家科学院诺贝尔物理研究所所长,1938—1947年任国际物理协会主

席。

西格班1908—1914年主要研究电学和磁学,后来主要研究X射线和光谱学,取得了重大成就。他设计的真空泵和X射线管使辐射强度大大增强。西格班测量和分析了92种元素原子发生的波系;对42种元素的K系列作了新研究,确定了27种元素的四条主线;对较轻元素作出了8条弱线的数据表。他还证明存在着K辐射和L辐射,在L线系中他发现了28条谱线。他发现了M线系及其中的24条谱线。西格班一系列的发现支持了原子内电子按壳层排布的观点。1924年西格班等又用三棱镜演示了X射线折射现象,证实了X射线是短波电磁辐射。

西格班由于在X射线光谱学方面的研究成果和发现,荣获了1924年度诺贝尔物理学奖。

G·L·赫兹 (Gustav Ludwig Hertz, 1887—1975)

德国物理学家。

1887年7月22日出生于德国汉堡。1906年入格丁根大学,后又在柏林大学、慕尼黑大学学习,1911年获得柏林大学博士学位,1913年任柏林大学物理研究所研究助理。第一次世界大战爆发后



赫兹

他于1914年参军，1915年负重伤，1917年回到柏林做没有报酬的教学工作。1920—1925年，他在飞利浦公司埃因霍温白炽灯厂物理研究室工作，1925年任东德哈雷大学教授和物理研究所所长，1928年任夏洛腾堡工业大学物理教研室主任，1935年任西门子有限公司第二研究实验室主任，1945—1954年在苏联工作。1955—1961年任莱比锡卡尔·马克思大学物理研究所教授和所长，1961年退休迁到东柏林居住。

赫兹早年从事二氧化碳红外吸收研究，1913年开始与J·夫兰克一起研究电子与原子碰撞问题，做了著名的“夫兰克—赫兹实验”，证明了原子受到电子轰击发射谱线所需能量是分立的，这个结果给玻尔原子模型以决定性的支持。在同位素研究中，赫兹创立了用级联扩散分离同位素的方法。由于发现电子与原子间碰撞规律，赫兹同夫兰克共同荣获1925年度诺贝尔物理学奖。

E·薛定谔 (Erwin Schrödinger, 1887—1961)

奥地利理论物理学家。

1887年8月12日出生于维也纳。1906年，他进入维也纳大学，1910年获博士学位，1920年移居耶那担任M·维恩的助手，1921年任苏黎世大学数学物理学教授，1927年接替普朗克到柏林大学任理论物理教授。1933年，薛定谔移居英国牛津在马格达伦学院任访问教授，1936年回到奥地利任格拉茨大学教授。1938年德国法西斯吞并了奥地利，薛定谔先逃亡到美国，同年9月又到英国牛津，1939年10月到都柏林高级研究所理论物理研究组，一直到1955年退休。1956年薛定



薛定谔

谔回到维也纳。

薛定谔早期研究有关热学的统计理论问题。后来从事波动力学研究，他的主要成就是1926年提出了非相对论形式的波动力学方程（薛定谔方程），确定了波函数的变化规律，奠定了波动力学的基础。薛定谔还证明了他所创立的波动力学和海森伯1925年创立的矩阵力学在数学上是等价的。它们是量子力学的两种形式，可以通过数学变换从一种形式变到另一种形式。薛定谔由于对这一新型原子理论的贡献，同狄拉克共同荣获1933年度诺贝尔物理学奖。

H·莫塞莱 (Henry Gwyn Jeffreys Moseley, 1887—1915)

英国物理学家。

1887年11月23日出生于英格兰多塞特郡韦莫斯。莫塞莱曾在伊顿大学和牛津大学学习自然科学，1910年到曼彻斯特大学先任讲师后为研究员，与卢瑟福合作从事研究工作。第一次世界大战中莫塞莱服兵役，1915年8月10日在战斗中不幸中弹身亡，时年28岁。

莫塞莱于1913年系统地研究了多种元素的X射线标识谱，发现谱线频率的二次方根与该元素在元素周期表中排列顺序号成线性关系（莫塞莱定律），由此可以测定元素的原子序数。由莫塞莱所确定的元素的原子序数与当时按原子量顺序排列的周期表中的原子序数有三处不同。莫塞莱指出元素的原子序数应是该元素原子核电荷数，元素周期表应按电荷数顺序排布。这样就使氩-钾、钴-镍、碲-碘位置颠倒的情况得以纠正，周期表中元素的物理性质和化学性质的变化规律更符合实际情况。

O·斯特恩 (Otto Stern, 1888—1969)

德国-美国物理学家。

1888年2月17日出生于德国索劳。1912年，他毕业于布雷斯

劳大学，获得物理化学博士学位。斯特恩作为爱因斯坦的博士和助手受到爱因斯坦的影响。1913年随爱因斯坦到了苏黎世，在这里又受到爱伦菲斯特和劳厄的影响。1914—1921年，他任法兰克福大学理论物理学讲师，1921—1922年任罗斯托克大学理论物理学副教授，1923—1933年任汉堡大学物理化学教授和实验室主任。1933年因希特勒法西斯上台，斯特恩被迫离开德国迁居美国，任匹兹堡卡内基理工学院物理学研究教授，一直到1945年退休。



斯特恩

斯特恩同盖拉赫合作，1922年在实验中发现了银原子束通过不均匀磁场后分裂为两束的现象，证实了空间量子化的正确性。斯特恩—盖拉赫实验是原子物理和量子力学的基础实验之一。1933年斯特恩利用分子束方法测量了质子磁矩，比理论值约大2.5倍。斯特恩创立的分子束方法在世界传播，导致了許多重要发现。斯特恩因发展分子束方法和发现质子磁矩而荣获1943年度诺贝尔物理学奖。

J·查德威克 (James Chadwick, 1891—1974)

英国物理学家，中子的发现者。

1891年10月20日出生于曼彻斯特。1908年，他进入曼彻斯特大学，1911年毕业，1911—1913年在卢瑟福指导下从事放射性研究，1913年获科学硕士学位，随即去柏林夏格腾堡技术物理研究所在盖革指导下学习放射性探测技术。1918年，他回到英国，1919年在剑桥大学冈维利-凯尔斯学院从事科学研究，1921年任剑桥大学研究员，1923—1935



查德威克

年任卡文迪许实验室副主任，1927年当选为英国皇家学会会员，

1935—1943年任利物浦大学物理学教授，1943—1946年在美国工作任曼哈顿计划英国代表团团长，1945年被封为爵士，1948—1958年任剑桥大学冈维利-凯尔斯学院院长。

查德威克主要从事放射性实验研究工作。1914年他第一次测量了放射性物质产生的 β 粒子能谱。1920年他通过 α 粒子的散射首次测定了原子核的电荷。1932年查德威克在用 α 粒子轰击硼、铍的实验中，对结果进行仔细分析后确认有新的粒子存在。他在写给英国《自然》杂志编辑部的一封信中指出：“如果我们假设这种放射性物质是由质量为1、电荷为零的粒子即中子构成，那么一切难题就可以迎刃而解了。”查德威克对中子的发现，改变了人们对原子核结构的认识，并大大促进了中子核反应的发展。查德威克由于发现中子荣获1935年度诺贝尔物理学奖。

G·P·汤姆孙 (George Paget Thomson, 1892—1975)



汤姆孙

英国物理学家。1892年5月3日出生于剑桥，J·J·汤姆孙之子。1914年，他在剑桥三一学院毕业，任剑桥大学科珀斯克里斯蒂学院研究员兼讲师。第一次世界大战期间，他应召在皇家空军服役，1919年回到卡文迪许实验室工作。1922年，G·P·汤姆孙任阿伯丁大学自然哲学教授，1930年当选为英国皇家学会会员，1930—1952年任伦敦大学帝国科学技术学院物理学教授，1943年被封为爵士，1952—1962年任剑桥大学基督圣体学院院长。

G·P·汤姆孙1919年，开始研究电子被原子散射问题。1927—1928年他发现了快速电子被赛璐珞和几种金属箔单晶引起的衍射现象，并计算了波长，结果表明波长与电子动量间的关系与德布罗意物质波理论所预言的关系相一致。这就从实验上证实了物质波理论。由于上述实验发现，G·P·汤姆孙成为1937年度诺贝

尔物理学奖获得者之一。

L·德布罗意 (Louis Victor de Broglie, 1892—1987)

法国物理学家。

1892年8月15日生于法国迪耶普，曾在索邦大学、巴黎大学学习。1924年，他获巴黎大学博士学位，1929年在巴黎大学任教，1932年升为巴黎大学理学院理论物理教授，担任彭加勒研究所第一任所长，1933年被选为法国科学院院士，1942年任该院数学科学常务秘书，1953年被选为英国皇家学会会员。



德布罗意

德布罗意主要从事波动力学的研究工作。他最重要的贡献是1924年在他的博士论文中第一次提出了物质波的假设。他认为一切微观粒子像光一样都具有波粒二象性。1924年11月在德布罗意博士论文答辩会上，考试委员会主席问道：“怎样才能能在实验上观察到你所推想的电子波呢？”德布罗意回答说：“建议用电子在晶体上做衍射实验。”当时爱因斯坦称德布罗意的假设已经“揭开了一幅大幕的一角”。1927年物质波的假设得到了实验上的证实。由于德布罗意提出了电子波动性而荣获1929年度诺贝尔物理学奖。

A·H·康普顿 (Arthur Holly Compton, 1892—1962)

美国物理学家。

1892年9月10日出生于俄亥俄州伍斯特。1913年，他毕业于伍斯特学院，同年入普林斯顿大学，1916年获博士学位后在明尼苏达大学任教一年，又到宾夕法尼亚州东匹兹堡威斯汀豪斯电气制造公司担任研究工程师。1919年他以国家研究员资格去剑桥与

卢瑟福合作研究放射性；1920年回美国任圣路易斯华盛顿大学物理系主任；1923—1943年任芝加哥大学物理系教授；1940年任芝加哥大学物理系主任和理学院院长；1945—1953年任华盛顿大学校长，1953—1961年任自然科学史教授；1961年退休。



康普顿

1917—1919年，康普顿在实验上证实了X射线强度与散射角的关系并提出电子半径为 $1.85 \times 10^{-10} \text{cm}$ 的假设。他预言了铁磁性起源于电子的内禀磁矩；1930年，他的预言被实验所证实。1920年，康普顿发现了康普顿效应并且于1922年用光子与自由电子碰撞理论对这一效应做出了正确的解释。由于这一发现康普顿荣获1927年度诺贝尔物理学奖。1930年以后康普顿转向宇宙射线的研究，发现了逆康普顿效应。

吴有训 (Wu Youxun, 1897—1977)



吴有训

中国物理学家，中国近代物理学奠基人。

1897年4月2日出生于江西省高安县，字正之。1920年毕业于南京高等师范学校，1921年赴美入芝加哥大学留学，随A·H·康普顿从事物理学研究，1926年获得博士学位。1926年回国后，他先后在江西大学和中央大学任教，1928年秋任清华大学教授、物理系主任，1945年任中央大学校长。1948年底，吴有训任上海交通大学教授，1949年任校务委员会主任，1950年任中国科学院近代物理研究所所长，同年12月任中国科学院副院长，1955年受聘为中国科学院数学物理学化学学部委员并任副主任。

吴有训在美国参加康普顿关于X射线散射研究工作。他测量

了15种轻元素的X射线散射光谱图，以精湛的实验技术和卓越的理论分析，验证了康普顿效应。1924年吴有训与康普顿合作发表论文《经过轻元素散射后的钼K_α射线的波长》；1926年吴有训又单独发表了关于康普顿效应的两篇论文。这些成果大大丰富了康普顿的研究工作，并使康普顿效应进一步为国际物理学界所公认。

J·D·考克饶夫 (John Douglas Cockcroft, 1897—1967)

英国物理学家。

1897年5月27日。出生于英国约克郡托德莫登。1914年，他进入曼彻斯特大学，1915年应征入伍，1918年退役回到曼彻斯特大学学习电力工程，后来在剑桥圣约翰学院学习数学，1924年获学士学位，1928年任该院研究员，1939年任物理学讲师，1944—1946年担任加拿



考克饶夫

大蒙特利尔原子能研究实验室主任。1946年，他回到英国担任哈威尔原子能中心主任，1959年任剑桥大学丘吉尔学院院长，1961年担任澳大利亚国立大学校长。

考克饶夫于1932年同瓦耳顿共同设计建造了世界上第一台高压倍加器，电压达到60—80万伏。他们使用300kV加速器第一次实现了人工加速粒子产生核反应的实验。由于发明粒子加速器，考克饶夫同瓦耳顿共同获得1951年度诺贝尔物理学奖。

W·泡利 (Wolfgang Pauli, 1900—1958)

奥地利物理学家。

1900年4月25日出生于维也纳。1918年，他进入慕尼黑大学在A·索末菲指导下学习理论物理，1921年获博士学位，1922年



泡利

在格丁根大学任M·玻恩的助手，同到该校讲学的N·玻尔相识，后又到哥本哈根大学理论物理研究所工作。1923—1928年，他先后在格丁根大学、哥本哈根大学、汉堡大学任教，1928年到瑞士苏黎世联邦工业大学任理论物理学教授，1935年为躲避法西斯迫害而到美国，1940年受聘为普林斯顿高级研究院理论物理学访问教授，1946年返回苏黎世联邦工业大学。

泡利于1925年在分析了大量原子能级数据基础上，为解释元素的周期性提出了泡利不相容原理。后来他又用非相对论量子力学处理了 $\frac{1}{2}$ 自旋问题，引入了二分量波函数和泡利矩阵。现在已知所有费密子都服从泡利不相容原理，由此确定了自旋统计关系。泡利由于发现不相容原理而荣获1945年度诺贝尔物理学奖。

泡利另一重大贡献是1930年为解释 β 衰变中电子能量连续谱问题而提出中微子假说（当时泡利称为中子，1932年中子被发现后，费密将泡利的中子改名为中微子）。泡利这一假说解决了 β 衰变中角动量和能量不守恒的困难。1933年费密根据中微子假说创立了 β 衰变理论。

E·O·劳伦斯 (Ernest Orlando Lawrence, 1901—1958)

美国物理学家，回旋加速器的发明者。

1901年8月8日出生于达科他州坎顿。1917年他进入诺思菲尔德的圣奥拉伏学院，1918年转入南达科他州大学，1922年毕业入明尼苏达大学，1922年获硕士学位，随后跟斯望（W·F·G·Swann）教授到芝加哥大学、耶鲁大学工作。1926年，劳伦斯获南达科他州大学科学博士学位，1925—1927年任耶鲁大学研究员，1928年任伯克利加利福尼亚大学物理学副教授，1930年升为教

授，1936年任该校辐射实验室主任，一直到他逝世为止。

劳伦斯于1930年提出了回旋加速器原理。1932年劳伦斯及合作者建成了世界上第一台回旋加速器，粒子能量达到MeV量级。1939年夏天，劳伦斯等又建成了一台重 225×10^3 千克的新回旋加速器，粒子能量达到20MeV。由于劳伦斯发明与发展回旋加速器以及利用它所获得的成果，特别是有关人工放射性元素的研究而荣获1939年度诺贝尔物理学奖。1940年后劳伦斯主要从事原子弹的研制工作，是“曼哈顿计划”的负责科学家之一。后来劳伦斯也是制造氢弹的积极倡导者之一。



劳伦斯

R·J·范德格喇夫 (Robert J. Van de Graaff, 1901—1967)

美国物理学家，静电加速器的发明者。

1901年12月20日出生于巴马州塔斯卡鲁萨。他从亚拉巴马大学毕业后在亚拉巴马电力公司任工程师，1924年到欧洲索邦大学深造。他在玛丽·居里影响下对原子物理发生了兴趣，1925—1928年在英国牛津大学汤恩德实验室主要从事气体离子迁移率的研究。1928年范德格喇夫发表了一篇关于氢中带正电离子迁移率的重要论文，实验中所用离子是由温舒斯特电机产生的。由此使他联想到如果通过在大气的空心球内部放电来存贮所产生的电荷，那么就可以大大提高产生离子的效率。后来他回到美国工作，并于1931年建造了第一台静电加速器，端电压达到80kV；1933年又建造了端电压2MV的静电加速器。范德格喇夫1931年成为麻省理工学院副研究员，1934年升为副教授。1946年范德格喇夫创办美国高压工程公司，专门从事他发明的静电加速器的研究和发展，取得了很大的成功。静电加速器（也叫范德格喇夫起电

机或加速器) 在世界上广泛地使用, 有力地促进了原子核物理学的发展。

E·费密 (Enrico Fermi, 1901—1954)

美籍意大利物理学家。

1901年9月29日出生于意大利罗马。1918年, 他进入比萨大学, 1922年获得博士学位, 1923年去德国格丁根大学随M·玻恩工作, 1924年去荷兰莱顿大学随P·厄任费斯脱工作, 同年又回到罗马大学任教。1925年, 他到佛罗伦萨大学任讲师, 1927—1938年任罗马大学理论物理学教授。为躲避意大利法西斯政权的迫害(费密妻子是犹太血统), 1938年11月费密赶到瑞典接受诺贝尔奖金的机会, 全家逃亡美国。1939—1942年任哥伦比亚大学教授, 1944年成为美国公民。1946—1954年任芝加哥大学核子研究所教授。1953年任美国物理学会会长。



费密

费密对原子核物理学的发展做出了多方面的贡献。1926年费密和狄拉克独立提出受泡利不相容原理限制的粒子所服从的统计规律——费密-狄拉克统计。1927年费密根据费密-狄拉克统计原理提出了原子结构的托马斯-费密模型。1933年费密提出了 β 衰变理论, 成功地解释了 β 衰变的许多现象。1934年费密和他的助手们利用中子核反应发现了60多种新的人工放射性核素, 并且还发现了慢中子以及用慢中子更容易引起核反应的事实。由于这一发现费密荣获1938年度诺贝尔物理学奖。费米在美国芝加哥大学主持建造了世界上第一座原子反应堆, 1942年12月2日开始运行。他也参与了第一颗原子弹的研制和实验工作。1951年费密和他的小组利用芝加哥大学的同步回旋加速器发现了第一个核子共振态。

W·海森伯 (Werner Karl Heisenberg, 1901—1976)

德国物理学家。

1901年12月5日出生于维尔兹堡。1920年，他进入慕尼黑大学，1923年获得哲学博士学位，1924—1925年在哥本哈根N·玻尔指导下工作，1926年任哥本哈根大学讲师，1927—1941年任莱比锡大学理论物理学教授，1942—1945年任柏林大学教授和柏林物理研究所所长，1946—1958年在格丁根任普朗克物理研究所所长。1958年该所迁到慕尼黑大学，海森伯随同前往并担任所长一直到1970年。



海森伯

海森伯在理论物理方面做出了卓越的贡献。1925年他应用矩阵代数创立了矩阵力学；1927年海森伯提出了测不准关系；1928年他利用量子力学交换现象解释了物质铁磁性问题；1929年他同泡利共同提出了相对论性量子场论；1932年他提出了原子核由质子和中子构成的观点；1943年他提出粒子相互作用的散射矩阵理论。

海森伯由于创立矩阵力学和发现氢的同素异形体而荣获1932年度诺贝尔物理学奖。

赵忠尧 (Zhao Zhongyao, 1902—)

中国物理学家。

1902年6月27日生于浙江省诸暨县。1925年他在南京东南大学毕业后去清华大学任助教，1927年去美国加利福尼亚理工学院在R·A·密立根指导下学习，1930年获哲学博士学位。1931年，他回国在清华大学任教，并从事 γ 射线、人工放射性和中子物理等的研究工作。1949年，他去美国加利福尼亚理工学院从事原子核反应研究工作；1950年回国并带回静电加速器部件，主持建设了

我国最早的加速器——静电加速器。1955年受聘为中国科学院数学物理学部委员，1956年任原子能研究所副所长，1973—1984年任高能物理研究所副所长。

赵忠尧于1929—1930年间在 γ 射线吸收实验中发现，2.6MeV的 γ 射线在重元素材料中存在着偏离克莱恩-仁科公式的反常吸收现象，之后又发现存在着一种特殊的辐射。

后来，人们认识到反常吸收是由于部分 γ 射线在原子核周围转化为正负电子对；而特殊辐射的发现是发现正电子的前奏。40年代中期，赵忠尧用云室观察到了“混合簇射”。



赵忠尧

P·A·M·狄喇克 (Paul Adrien Maurice Dirac, 1902—1984)

英国理论物理学家。



狄喇克

1902年8月8日出生于英国布里斯托尔。1918年他进入布里斯托尔大学，1921年获电气工程学士学位。由于没有找到电气工程职业，狄喇克又在该大学研究数学，两年后考入了剑桥大学圣约翰学院研究生院攻读数学，1926年获博士学位，此后留院工作，1932—1969年任剑桥大学卢卡斯数学讲师，1971年起任美国佛罗里达大学教授。狄喇克

一生在世界许多国家工作过，1935年曾来中国清华大学讲学。

狄喇克1926年发现了用反对称波函数表示全同粒子系统的量子统计法——费米-狄喇克统计；1928年提出了电子相对论性运动方程（狄喇克方程），奠定了相对论量子力学基础，并由此创立了狄喇克相对论电子理论和空穴理论，对真空有了新的理解，并预言了存在正电子和正、负电子对的湮灭，后来被实验发现所证实。狄喇克还提出了量子力学表象理论。1933年狄喇克提出可

能存在“磁单极”的假设，1937年提出“大数假说”。这些尚未得到实验证实，但近年来引起人们的兴趣。

狄喇克由于对量子力学的贡献和预言正电子而获得1933年度诺贝尔物理学奖。

E·P·维格纳 (Eugene Paul Wigner, 1902—)

美国物理学家。

1902年11月17日出生于匈牙利布达佩斯。他曾在布达佩斯和德国柏林高等技术学校学习，1925年获工程博士。1928年，他担任柏林高等技术学校物理学讲师，1930—1936年在美国普林斯顿大学任数学、物理学教授，1936—1938年在美国威斯康星大学任物理学教授，1938—1971年任普林斯顿大学托马斯·D·琼斯讲座的数学物理教授。

维格纳在原子物理、理论化学、固体物理、核反应堆理论和基本粒子理论等方面都有重要的贡献。1927年他运用宇称概念解释了原子具有两种不同能级的起源；他将群论用于量子力学并开拓了亚原子粒子特性的概念，发展了原子内能级理论、中子吸收理论、二次量子化理论等。

由于维格纳对原子核和基本粒子理论所做的贡献，特别是关于对称性基本原理的发现和应用，他成为1963年度诺贝尔物理学奖获得者之一。

E·G·塞格雷 (Emilio Gino Segre, 1905—1989)

美国物理学家。

1905年2月1日出生于意大利罗马蒂沃利。1928年，他在罗马大学获博士学位，1928—1929年从军，后来成为罗马大学助教。1930年起，他先后在汉堡、阿姆斯特丹跟随斯特恩、塞曼开展研究工作；1932年他与费密一起研究中子。1936年，他任巴勒



塞格雷

莫大学物理实验室主任，1938年到美国伯克利加利福尼亚大学任研究助理和讲师，1946年升为教授。

塞格雷发现多种元素，镅(1936年)、钷(1941年)、碲(1945年)。特别是1955年5月在加利福尼亚大学实验室，他用62亿电子伏质子加速器发现了反质子。由于这一发现，塞格雷是1959年度诺贝尔物理学奖获得者之一。

C·D·安德森 (Carl David Anderson, 1905—)

美国物理学家。

1905年9月3日生于纽约市。1924年，他进入加利福尼亚理学院，1927年毕业获物理和工程学学士学位，1927—1933年在加州理工学院工作，1930年获哲学博士学位，1933年任该院副教授，1939年升为教授，1941—1945年在国防研究委员会和科学发展部工作，1962年以后先后任加州理工学院物理、数学、天文学部主任。



安德森

安德森早期研究X射线，1930年开始在密立根指导下从事宇宙射线研究工作，1932年发现了正电子，这是人们认识到的第一个反粒子。由于这一发现，安德森成为1936年度诺贝尔物理学奖获得者之一。1938年安德森同尼特迈耶(Neddermeyer)共同发现一个新的粒子，当时误认为是汤川所预言的传递核力的介子，后来证明这一粒子实际上是 μ 子。

朝永振一郎 (Shinichiro Tomonaga, 1906—1979)

日本理论物理学家。

1906年3月31日,出生于日本东京,1929年在京都大学物理学部获学士学位,1937年留学德国,在W·K·海森伯指导下从事原子核理论和量子理论研究工作。1939年,他回日本接受东京帝国大学理学博士学位,1941年任东京文理科大学物理学教授,1949年应聘到美国普林斯顿高级研究院工作,后来回国创立了东京大学原子核研究所,1956年起先后出任东京教育大学校长、日本学术会议议长,东京教育大学光学研究所所长等职务。



朝永振一郎

朝永振一郎于1947年完成了量子电动力学重整化理论,很好地说明了电子反常磁矩效应和兰姆位移,明确地指出了解决量子电动力学中发散困难的方法。由于上述贡献,朝永振一郎成为1965年度诺贝尔物理学奖获得者之一。

H·A·贝特 (Hans Albrecht Bethe, 1906—)



贝特

美籍德国物理学家。

1906年7月2日出生于德国斯特拉斯堡(今属法国)。1928年,他获慕尼黑大学哲学博士学位,1928—1932年在法兰克福大学、斯图加特大学任教,1933年去英国曼彻斯特大学、布里斯托尔大学任教。1935年,他去美国康奈尔大学任教,1937年升为教授,1941年加入美国国籍,1943—1946年任洛斯·阿拉莫斯实验室理论物理部主任,1956—1964年担任总统科学咨询委员会委员。

贝特早年从事由量子力学研究粒子行为的工作,后来转向星球能源问题。他认为核反应是星能的可能来源。1939年提出了“碳循环”解释,成为太阳能和其它星能起源的最初理论基础。由

于上述贡献，贝特荣获1967年度诺贝尔物理学奖。

M·G·迈耶 (Maria Goeppert Mayer, 1906—1972)

美国女物理学家。

1906年6月28日出生于德国卡托维兹(现属波兰)。1930年，她在格丁根大学获理论物理学博士学位，同年与美国化学家约瑟夫·迈耶结婚，随丈夫迁居美国。1939年受聘于哥伦比亚大学化学系工作，探索采用光化学反应方法分离同位素的可能性。1960年担任圣地亚哥加利福尼亚大学物理学教授。



迈耶

她的主要成就是1955年与德国物理学家詹森 (J·H·D·Jensen) 共同提出了原子核壳层模型理论，成功地解释了原子核幻数和稳定性，因这一贡献他们二人获得1963年度诺贝尔物理学奖。迈耶夫人是继居里夫人之后第二位荣获诺贝尔物理学奖的女科学家。

汤川秀树 (Hideki Yukawa, 1907—1981)

日本物理学家。



汤川秀树

1907年1月23日出生于东京。1929年，他毕业于京都大学物理系，获得科学硕士学位。1932年，他任京都大学讲师，1933—1939年在大阪大学任教，1938年获大阪大学科学博士学位，1939年回到京都大学任物理学教授，1943—1945年兼任东京大学教授，1948年受聘为美国普林斯顿高级研究院客座教授，1949—1951年任哥伦比亚大学教授，1953—1970年任京都大学基础物理学研究所所长。

汤川秀树主要成就是1935年提出核力的介子理论，预言核力由一种新粒子（介子）来传递，并给出核力的汤川势表达式。1947年 C·F·鲍威尔等人在宇宙射线中发现汤川秀树所预言的介子（ π 介子）。由于在核力理论的基础上预言了介子的存在，汤川秀树荣获1949年度诺贝尔物理学奖。汤川秀树是获此奖的第一位日本科学家。

王淦昌 (Wang Ganchang, 1907—)

中国物理学家。

1907年5月28日出生于江苏省常熟县，1929年毕业于清华大学并留校任助教。1930年，他赴德国柏林大学在L·迈特纳指导下从事 β 衰变能谱的研究，1934年获博士学位。

1934—1936年，王淦昌任山东大学物理系教授，1936—1950年任浙江大学物理系教授，1950—1956年任中国科学院近代物理研究所



王淦昌

研究员，其中1952年兼任该所副所长，1955年受聘为中国科学院数学物理学化学学部委员，1956—1960年任苏联杜布纳联合原子核研究所研究员，其中1958年起任副所长。1961—1978年任第二机械工业部研究院副院长，1978—1982年任副部长、原子能研究所所长，1982年任国家科学技术委员会副主任等职务。

王淦昌主要成就是1959年底，他领导的一个实验小组在苏联杜布纳联合原子核研究所，利用10GeV质子同步稳相加速器和24升丙烷气泡室发现了反西格玛负超子（ $\bar{\Sigma}^-$ ）。这是在高能 π 介子核反应中第一次观测到反粒子产生、衰变和衰变产物湮灭的完整图像，进一步证实了任何粒子都存在着相应的反粒子的预言。1960年王淦昌回国后参加并领导了我国原子弹和氢弹的研制工作，为我国爆炸第一颗原子弹和第一颗氢弹做出了重要贡献。

张文裕 (Zhang Wenyu, 1910—1992)

中国物理学家。

1910年1月9日出生于福建省惠安县。



张文裕

1931年，毕业于燕京大学物理系，1933年获该校硕士学位。1935年，张文裕去英国剑桥大学卡文迪什实验室在E·卢瑟福等指导下研究核物理，1938年获博士学位；同年底回国，先后在四川大学、西南联合大学任物理学教授。1943—1949年，他任美国普林斯顿大学巴尔的摩实验室研究教授，1949—1956

年任美国普度大学物理学教授，1956年回国，任中国科学院数学物理学部委员。1961年任苏联杜布纳联合核子研究所中国组组长。1964年回国任原子能研究所副所长，1972年任高能物理研究所所长，1984年任该所名誉所长。

张文裕早期同别人合作，首先研究天然 α 射线引起 ^{30}P 、 ^{28}Al 和 ^{25}Mg 的共振反应，验证了N·玻尔的液滴模型。他首次研究高压倍加器产生 ^8Li 的衰变过程和激发态 $^8\text{Be}^*$ 衰变为 2α ，测得 α 连续谱线，证明 $^8\text{Be}^*$ 有很宽的激发态；又首次发现 (γ, n) 、 $(n, 2n)$ 反应。1943年，他发明多丝火花计数器；1948年发现 μ 子系弱作用粒子和 μ^- 子原子，国际上称“张原子”和“张辐射”，开拓了奇特原子研究的新领域。

坂田昌一 (Shoichi Sakata, 1911—1970)

日本理论物理学家。

1911年1月18日出生于东京。1933年，他毕业于京都大学物理系，1941年获理学博士学位，1942年任名古屋大学教授。

坂田昌一终生从事基本粒子理论研究，1942年他和井上健提出“两种介子”理论，其中预言的新介子(π 介子)和新中微子

(ν_μ) 都为其后的实验所证实。1955年坂田昌一提出强相互作用粒子的复合模型，即坂田模型，认为所有的强子都是由质子、中子和超子以及它们的反粒子构成。坂田模型对于揭示基本粒子内部结构、推动基本粒子理论的发展有重要意义。

P·库什 (Polykarp Kusch, 1911—)

美国物理学家。

1911年1月26日出生于德国布兰肯堡，1912年随家迁往美国居住在克利夫兰城，1936年获得伊利诺思大学博士学位。1936—1937年，库什在明尼苏达大学任研究助理，1937—1941年任哥伦比亚大学讲师，1941—1942年在威斯顿豪斯电器公司任真空管工程师，1942年在哥伦比亚大学辐射实验室工作，1944年到贝尔电话实验室工作。1949



库 什

年，他在哥伦比亚大学任物理学教授，1960—1963年任该校物理系主任，1969—1972年任该大学副校长兼教务长。

库什从事原子物理、分子物理和原子核理论等方面的研究工作。1947年他从实验中精确计算了电子磁矩；用射频束技术测量了许多原子、分子及原子核的性质。对于电子反常磁矩的发现导致了量子电动力学的进一步发展。由于精密测定电子磁矩这一贡献，库什获1955年度诺贝尔物理学奖。

吴健雄 (Chien-Shiung Wu, 1912—)
Wu Jianxiong

美籍中国女物理学家。

1912年5月31日出生于上海。1934年，她在国立南京中央大学毕业，1936年入美国加利福尼亚大学，1940年获得博士学位。1952年，她任哥伦比亚大学副教授，1958年升为教授，同年当选

为美国科学院院士，1972年起担任普宾讲座教授。

1956年底吴健雄在美国华盛顿国家标准局工作时，通过实验证实了杨振宁和李政道提出的弱作用下宇称不守恒的假设。由于这个实验成果使杨振宁、李政道二人获得1957年度诺贝尔物理学奖。1963年吴健雄又在实验上证实了核 β 衰变中矢量流守恒定律，第一次由实验证实了电磁相互作用与弱相互作用有密切关系，对后来的电弱统一理论的提出起了推动作用。

W·E·兰姆 (Willis Eugene Lamb, 1913—)



兰 姆

美国物理学家。

1913年7月12日出生于洛杉矶。

1930年，他入伯克利加利福尼亚大学，1934年获得理学士学位，1938年获得哲学博士学位；同年前往哥伦比亚大学担任讲师(1938—1943)、助理教授(1943—1947)、副教授(1947—1948)，1948

年升为教授，1951—1956年到加利福尼亚斯坦福大学任物理学教授，1956—1962年任牛津大学物理学教授。1962—1974年任耶鲁大学教授，1974年以后任亚利桑那大学教授。

1947年，兰姆在实验上发现了氢原子能级 $2P_{\frac{1}{2}}$ 和 $2S_{\frac{1}{2}}$ 之间存在着能量差(约为 $1077.77 \pm 0.01\text{MHz}$)，称作兰姆位移，这个结果与狄拉克理论预言的结果不一致。由于这一发现，兰姆成为1955年度诺贝尔物理学奖获得者之一。兰姆还发明了微波技术，研究氢原子与氦原子光谱的精细结构；实验中他也发现了电子反常磁矩，与库什结果相一致。

钱三强 (Tsien Saw Tsicng, Qian Sanqiang, 1913—1992)

中国物理学家。



钱三强

1913年10月16日出生于浙江吴兴县。1936年，他毕业于清华大学物理系，1937年赴法国留学，在约里奥·居里夫妇指导下从事原子核物理研究工作，1940年获法国国家博士学位，1944和1947年先后担任法国国家科学研究中心研究员和导师，1946年获法国科学院亨利·德巴微奖金。1948年，他回国任清华大学物理教授，并兼任北平研究院原子学研究所所长，1955年受聘为中国科学院数学物理学部委员，1958年任原子能研究所所长，1982年任中国物理学会理事长。

钱三强对核裂变的研究成果为各国物理学界所重视。1938—1939年他与伊雷娜·居里合作用中子轰击铀和钍，裂变后，得到了放射性镭同位素，这对解释核裂变现象是有力的支持。1946—1948年间，钱三强与其夫人何泽慧等合作发现铀的三分裂和四分裂现象，并对三分裂现象从理论和实验上作了全面论述。

钱三强1948年回国后培养了一批原子核科学研究人材，为发展中国的原子能事业作出了贡献。

杨振宁 (Chen-Ning Yang, 1922—
Yang Zhenning)

美籍中国物理学家。

1922年9月22日出生于安徽省合肥市。中国抗日战争时期，杨振宁在西南联合大学物理系学习，1942年取得硕士学位，1945年赴美入芝加哥大学做研究生，1948年取得博士学位。1948—1949年，他任芝加哥大学教师，1949—1955年在普林斯顿高级研究院工作，1955—1956年任该院教授，1966年任纽



杨振宁

约州立大学石溪分校爱因斯坦物理学讲座教授，并兼任新成立的理论物理研究所所长。

1956年杨振宁与李政道合作，深入研究了当时令人困惑的 θ - τ 之谜后，提出了弱作用下宇称不守恒的假设，并提出了几种检验这一假设的实验途径。1957年美籍中国女物理学家吴健雄通过实验证实了这一假设。杨振宁和李政道二人因此便获得了1957年度诺贝尔物理学奖。

杨振宁在粒子物理、统计力学和凝聚态物理学等方面都有不少贡献。例如，杨-密耳斯场理论(1954)，费密-杨模型(1949)，二分量中微子理论(1957，与李政道合作)， CP 不守恒分析(1964，与吴大峻合作)，规范场积分形式理论(1974)，二维伊辛模型的自发磁化强度(1952)，相变理论(1952，与李政道合作)，磁通量子化解释(1961，与N·拜尔斯合作)，非对角长程序观念等。

杨振宁非常关心祖国科学事业的发展，多次回国探亲讲学，并亲自为祖国培养科技人材。

李政道 (Tsung-Dao Lee, 1926—
Li Zhengdao)

美籍中国物理学家。



李政道

1926年11月25日出生于上海。1943—1944年，他在浙江大学物理系学习，1945年到昆明西南联大物理系学习，1946年公费到美国芝加哥大学研究院进修。1950年取得博士学位，并任该校天文学副研究员，之后又受聘于加利福尼亚大学(伯克利)物理系讲师，1951年到普林斯顿高级研究院工作，1953年任哥伦比亚大学物理系助理教授，1955年任副教授，1956年又升为教授，1960—1963年任普林斯顿高级研

究院教授兼哥伦比亚大学教授，1963年任哥伦比亚大学物理学讲座教授，1964年又任该校费密物理学讲座教授，1983年出任全校讲座教授。

李政道对科学的重要贡献之一是，1956年与杨振宁合作共同提出了弱相互作用中宇称不守恒的假设。这一划时代的重大发现立即导致了基本粒子领域中许多实质性的进展。由于上述发现李政道和杨振宁共同获得了1957年度诺贝尔物理学奖。

李政道对近代物理学还有其它许多贡献。例如，量子场论中“李模型”理论（1954），二分量中微子理论（1957，与杨振宁合作），场代数理论（60年代）， CP 自发破缺问题，强子结构孤立子袋模型理论、离散力学等。

李政道自1972年以来多次回国讲学，为培养中国青年物理学家和发展中国现代科学作出了自己的贡献。

R·L·穆斯堡尔 (Rudolf Ludwig Mössbauer, 1929—)

德国物理学家。

1929年1月31日出生于西德慕尼黑。1955—1957年，他在西德海得堡普朗克研究所任助理研究员，1958年取得慕尼黑大学哲学博士学位，1961年到美国加利福尼亚理工学院任研究员，后来任物理学教授，1966—1971年任慕尼黑理工大学物理系教授，1972—1977年任法国格勒诺布尔的冯·劳厄—兰格宾研究所所长，并兼任法德英高通量反应堆研究室主任，1977年回到慕尼黑大学任物理学教授。



穆斯堡尔

穆斯堡尔从1955年开始，经过三年的研究发现了无反冲 γ 射线吸收效应（后称做穆斯堡尔效应），并利用原子核共振吸收热中子理论对此进行了完善的解释。由于这一重大发现穆斯堡尔荣

获了1961年度诺贝尔物理学奖。

丁肇中 (Samuel Chao Chung Ting, 1936—
Ding Zhaozhong)

美籍中国物理学家。



丁肇中

1936年1月27日出生于美国密歇根州安阿伯，三个月后随父母回中国，童年在大陆度过。后来他随父到台湾，1956年到密歇根大学物理系和数学系学习，1960年取得硕士学位，1962年取得物理学博士学位，曾在瑞士欧洲核子中心（CERN）工作一年，1964年到哥伦比亚大学工作，1967年任麻省理工学院物理学副教授，1969年升为教授。

丁肇中从事实验粒子物理学、量子电动力学、电弱统一理论、量子色动力学等方面的研究工作。1974年他发现一个质量约为质子三倍的长寿命中性粒子，命名为J粒子。这里取大写的英文字母“J”与中文“丁”字相似而得名。同年美国人B·里希特也宣布发现了这个粒子，命名为 ψ 粒子。1975年人们把他们二人独立发现的同一种粒子称做J/ ψ 粒子。由于这一发现，丁肇中和里希特共同获得了1976年度诺贝尔物理学奖。

丁肇中对祖国的科学事业极为关心，多次回国讲学、选拔人材到他领导的小组里从事基本粒子实验研究工作。

第三章 原子和原子核物理学大事年表

- 1801年** 普鲁斯脱确立定比定律
- 1803年** 道尔顿发现化合物中的倍比定律
- 1808年** 道尔顿提出原子论科学假说
- 1811年** 阿伏加德罗提出阿伏加德罗定律
- 1818年** 杜隆和珀替发现固体热容的经典定律：杜隆-珀替定律
- 1827年** 布朗发现液体中悬浮微粒的无规涨落运动—布朗运动
- 1833年** 法拉第建立了电解定律
- 1859年** 基尔霍夫提出热辐射定律
- 1869年** Δ 希托夫发现阴极射线能被磁场偏转
 Δ 门捷列夫提出了元素周期表
- 1879年** Δ 斯忒藩发现黑体辐射的经验定律
 Δ 克鲁克斯制造了高真空放电管，用实验证明阴极射线是带电粒子
- 1881年** 亥姆霍茨和斯通尼各自提出有基本单位电荷存在
- 1884年** 玻尔兹曼从理论上证明了斯忒藩定律
- 1885年** 巴尔末提出氢原子光谱线的波长公式
- 1886年** 戈耳德斯坦在气体放电管中发现极隧射线
- 1887年** Δ 阿伦尼乌斯提出电解质电离理论
 Δ 赫兹发现光电效应
- 1890年** 里德伯提出碱金属和氢原子光谱线通用的波长公式
- 1893年** 维恩导出黑体辐射的维恩位移定律

- 1895年** 伦琴发现X射线
- 1896年** △塞曼发现原子光谱线在磁场中发生分裂的现象—塞曼效应
 △贝克勒尔发现铀的放射性，标志着原子核物理学的开始
 △维恩导出适合于短波范围的黑体辐射能量分布的维恩公式
 △威耳孙发现云室能够探测带电粒子
- 1897年** J·J·汤姆孙测定了阴极射线粒子的荷质比，提出阴极射线是由带负电荷的粒子即电子组成，发现了电子
- 1898年** △居里夫妇发现放射性元素镭和钋
 △W·维恩用实验证实极短射线是由带正电的粒子组成，它所带的正电荷量与阴极射线粒子的负电荷量相同
 △勒纳发现光电效应
- 1899年** △卢瑟福发现 α 射线和 β 射线
 △贝克勒尔确认 β 粒子就是电子
- 1900年** △维拉尔发现 γ 射线
 △瑞利导出适用于长波范围的黑体辐射公式，出现所谓的“紫外灾变”
 △普朗克导出了符合整个波长范围的黑体辐射公式，提出了能量量子化假设
- 1901年** 佩兰首次提出原子行星模型
- 1902年** △勒纳发表光电效应的经验定律
 △居里夫人提炼出氯化镭，并测定镭的原子量约为225
- 1903年** 卢瑟福和索迪建立放射性衰变理论
- 1904年** 汤姆孙提出原子为均匀带正电的球、电子浸于其中的“果子面包”式原子模型
- 1905年** 爱因斯坦建立狭义相对论，发现质能之间的相当性，提出光量子假说并用以解释光电效应

- 1906年 \triangle 爱因斯坦提出固体比热的量子理论
 \triangle 巴克拉发现X射线的偏振现象
- 1908年 \triangle 佩兰用实验证明了关于布朗运动的爱因斯坦理论，从而证实了分子的存在，求出了阿伏伽德罗常数以及原子、分子大小的近似值
 \triangle 盖革和卢瑟福制造出第一个正比计数器
 \triangle 卢瑟福用实验证实 α 粒子就是双倍电离的氦原子核
 \triangle 里兹提出谱线频率的并合原则
 \triangle 普朗克提出动量统一定义，确立质能关系普遍成立
- 1909年 \triangle 密立根用油滴实验精密测量电子电荷
 \triangle 盖革与马其顿发现 α 粒子大角度散射现象
 \triangle 巴克拉发明用X射线散射法测定元素的原子序数
- 1910年 \triangle 索迪提出同位素概念
 \triangle 赫斯发现宇宙射线
- 1911年 卢瑟福根据 α 粒子散射实验提出原子有核模型，建立了原子核概念
- 1912年 \triangle 劳厄首次发现X射线在晶体中的衍射现象
 \triangle 威耳逊发明威耳逊云室
 \triangle 布拉格发明电离分光计
- 1913年 \triangle 斯塔克发现原子光谱线在电场中分裂的斯塔克效应
 \triangle 玻尔提出氢原子结构理论，解释了氢原子光谱
 \triangle 莫塞莱发现元素的原子光谱线频率与原子序数间关系的莫塞莱定律
- 1914年 \triangle 查德威克在 β 衰变中发现 β 射线具有连续能谱
 \triangle 夫兰克和赫兹用电子轰击原子证实了原子内部分立能态的存在
 \triangle 巴涅脱发现回转磁效应
- 1915年 \triangle 索末菲推进了玻尔原子模型，发展为玻尔—索末菲理论

- △爱因斯坦建立了广义相对论
- 1916年** △密立根用实验证实了爱因斯坦光电方程，首次用光电方法精确测定了普朗克常数
- △爱因斯坦根据量子跃迁概念导出普朗克辐射公式，提出受激辐射理论，后发展为激光技术的理论基础
- 1918年** △玻尔提出对应原理
- △拉塞尔、索迪和法扬总结出放射性衰变位移定则
- 1919年** △卢瑟福实现第一个人工核反应，确认质子是原子核的组成部分
- △阿斯頓发明质谱计
- 1920年** 卢瑟福提出原子核内可能有“中子”的假设
- 1921年** 帕邢和巴克发现强磁场中磁光转变的帕邢—巴克效应
- 1922年** △斯特恩和革拉赫发明利用原子束在不均匀磁场中偏转的方法测定了原子磁矩，为原子在磁场中取向量子化提供了证据
- △康普顿在X射线散射实验中发现康普顿效应，证实了光子具有粒子性
- 1923年** 朗德提出朗德 g 因子公式
- 1924年** △德布罗意提出微观粒子具有波粒二象性的假设
- △玻色发表了光子所服从的统计规律，后经爱因斯坦补充建立了玻色—爱因斯坦统计
- 1925年** △泡利提出不相容原理
- △乌伦贝克和古兹密特提出电子自旋概念
- △海森伯创立矩阵力学
- △博特发明符合计数方法
- 1926年** △薛定谔创立波动力学，提出薛定谔方程，并证明了波动力学与矩阵力学的等价性
- △费密和狄喇克独立提出费密—狄喇克统计
- 1927年** △海森伯提出测不准关系

- △玻尔提出量子力学的互补原理
- △泡利提出泡利矩阵
- △戴维孙、革末和G·P·汤姆孙分别用实验证实电子具有波动性
- △狄喇克创立辐射量子论
- △维格纳发表宇称概念
- 1928年** △盖革—弥勒计数管诞生
- △维德罗提出直线加速器原理
- △狄喇克创立相对论量子力学
- △伽莫夫由隧道效应解释 α 衰变
- 1929年** △爱因斯坦提出统一场论
- △海森伯和泡利提出相对论量子场论
- △劳伦斯提出回旋加速器原理
- 1930年** △狄喇克提出正电子空穴理论, 预言了第一个反粒子
- △泡利提出中微子假设
- 1931年** △范德格喇夫发明静电加速器
- △狄喇克提出磁单极子理论
- 1932年** △查德威克发现中子
- △安德森发现正电子
- △海森伯和伊万年科独立发表原子核由质子和中子组成的假说
- △劳伦斯和利文斯顿建成回旋加速器
- △考克饶夫和瓦耳顿建成高压倍加器 (700keV 质子)
- 1933年** △费密建立 β 衰变理论
- 1934年** △约里奥—居里夫妇发现人工放射性核素
- 费密发现慢中子核反应, 获得多种人工 β 放射性核素, 开辟同位素应用和核反应研究的新途径
- △切伦科夫在实验中发现切伦科夫辐射
- 1935年** △汤川秀树发表核力的介子场论, 预言了介子的存在

- △奥本海默提出直接核反应模型
- 1936年** △玻尔提出原子核反应的复合核模型
△安德森和尼德迈耶发现 μ 子
- 1938年** △哈恩和斯特拉斯曼发现原子核裂变
△拉比等人发明利用原子束或分子束的射频共振磁谱仪，精确测定核自旋和磁矩
△贝特提出太阳能源来自氢核聚变反应和碳循环假说，解释太阳能谱
- 1939年** △玻尔和惠勒提出原子核液滴模型
△约里奥—居里发现每次核裂变释放出两三个中子，有可能进行链式反应
△阿尔瓦雷兹和布洛赫直接测量中子磁矩
- 1940年** △弗廖罗夫等发现原子核自发裂变
△麦克米伦等发现第一个超铀元素镎（第93号元素）
△泡利证明了自旋量子数为整数的粒子服从玻色—爱因斯坦统计规律，自旋为半整数的粒子服从费密—狄喇克统计规律
- 1942年** △在费密主持下世界上第一座热中子链式反应堆在美国建成，人类原子能时代开始
△坂田昌一提出两种介子和两种中微子理论
- 1944年** △美国芝加哥大学用化学方法从 ^{238}U 反应堆中提取 ^{239}Pu
△尤里采用气体扩散法大规模生成 ^{235}U
△威克斯勒和麦克米伦（1945年）各自独立提出自动稳相原理，为高能加速器的发展开辟了道路
- 1945年** △美国在新墨西哥州爆炸了世界上第一颗原子弹
△鲍威尔发明核乳胶探测器
- 1946年** △阿耳瓦雷茨制成第一台质子直线加速器
△钱三强等发现铀核三分裂现象
△蒂灵提出热核反应原理

- 1947年 △卡尔曼和科尔特曼等发明闪烁计数器
 △兰姆和雷瑟福发现氢原子简并能级间的兰姆移位
 △库什等发现电子的反常磁矩
 △鲍威尔等在宇宙线中发现 π 介子
- 1948年 施温格由量子电动力学理论解释了电子反常磁矩
- 1949年 △麦凯首次用反向锗二极管探测 α 粒子,半导体探测器诞生
 △迈尔和詹森等分别提出原子核壳层模型理论
- 1950年 液体闪烁计数器诞生
- 1952年 △A·玻尔等提出原子核结构的集体模型
 △美国爆炸了世界上第一颗氢弹
 △美国布鲁克海文国家实验室建成世界上第一台质子同步加速器 (3GeV)
 △格拉泽发明气泡室
 △莱因斯等探测到反中微子
- 1953年 霍夫施塔由高能电子散射实验发现质子有一定大小和电磁结构
- 1954年 △布洛欣采夫领导建成世界上第一座原子能电站(苏联)
 △汤斯等制成氨分子微波发射器,开创了量子电子学时代
 △伍兹和萨克森提出伍兹—萨克森核势
- 1955年 △张伯伦、塞格雷等发现反质子和反中子
 △坂田昌一提出强作用粒子的复合模型(坂田模型)
- 1956年 △李政道和杨振宁提出弱相互作用中宇称不守恒假设
 △科恩和莱因斯直接探测到自由反中微子
 △开尔斯特和奥尼耳提出对撞机原理
 △李政道、杨振宁等创立二分量中微子理论
- 1957年 △吴健雄等由实验证实了弱相互作用中宇称不守恒假设
 △劳孙提出受控热核反应实验能量增益的劳逊判据

- △穆斯堡尔发现无反冲 γ 射线共振吸收现象
- 1958年** 火花室诞生
- 1959年** 王淦昌等发现反西格马负超子
- 1962年** 美国布鲁克海文国家实验室发现有两种中微子：电子中微子和 μ 子中微子
- 1964年** 盖耳曼和兹韦克提出强子结构的夸克模型，预言存在三种夸克—上夸克、下夸克和奇异夸克
- 1965年** 北京基本粒子理论组提出强子结构的层子模型
- 1967年** 格拉肖、温伯格和萨拉姆（1968年）提出弱电统一理论标准模型
- 1971年** 约翰逊等发现原子核转动惯量与转动频率间的回弯现象
- 1973年** 哈塞尔特等和本韦努蒂等分别在欧洲核子中心和费密国家加速器实验室发现弱中性流，支持了弱电统一理论
- 1974年** 丁肇中和里希特分别发现 J/ψ 粒子，间接说明粲夸克的存在
- 1976年** 马戴伊与斯坦福大学建成世界上第一台自由电子激光器
- 1980年** 克利青发现量子霍尔效应
- 1983年** 鲁比亚等在欧洲核子中心高能质子—反质子对撞实验中发现电弱统一理论预言的传递弱相互作用的中间玻色子 W^\pm 和 Z^0
- 1984年** 罗斯和琼斯发现 ^{14}C 放射性

第三篇

第三篇 原子和原子核物理学的实验方法

第一章 原子物理中一些基础实验

一、 α 粒子散射实验（卢瑟福散射实验）

α 粒子散射实验是用高能的 α 粒子（即氦核， He^{2+} ）去碰撞原子，使它与原子发生相互作用而产生 α 粒子改变了原来的行进方向的散射现象。1909年，卢瑟福的同事盖革（H·Geiger）和马斯顿（E·Marsden）在进行 α 粒子散射实验中观察到一个重要现象，即当 α 粒子受金属箔散射时，绝大多数 α 粒子如以前所观察到的只稍微偏离原来的入射方向而穿过散射薄膜，平均只有 $2 \sim 3$ 度的偏转，但有约八千分之一的入射 α 粒子偏转散射角大于 90° ，其中有的接近 180° 。

实验装置示意如图3-1-1（a）所示。图中 R 是 α 粒子放射源，

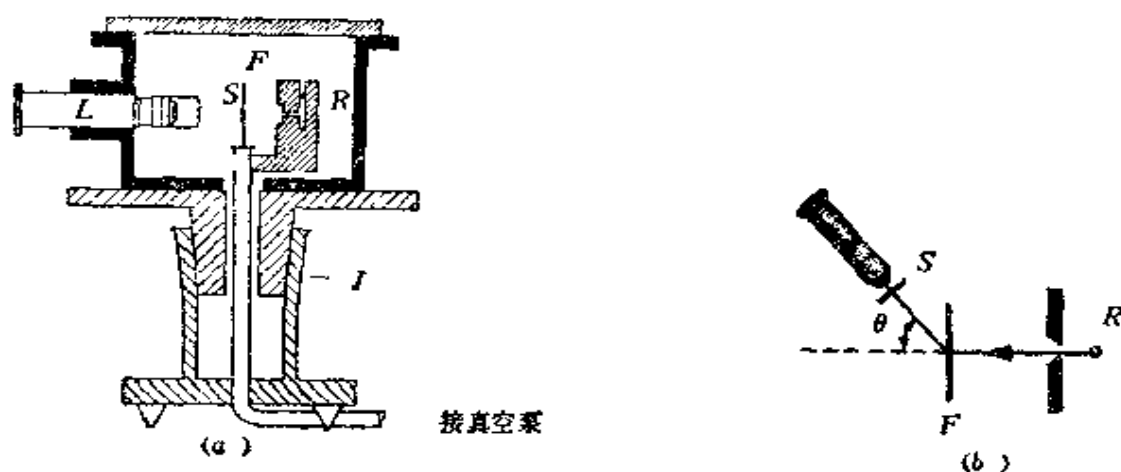


图 3-1-1

F 是散射箔， S 是闪烁屏，在 S 屏上的闪烁计数通过显微镜 L 观察。样品室被抽真空，通过底部玻璃接口 J 可沿散射箔 F 的轴线旋转，来观察不同角度 θ 时 α 粒子的散射，如俯视图3-1-1 (b)所示。后来有人用威尔逊云室观察，也发现 α 粒子通过气体时有将近 90° 的偏转角。汤姆逊的原子结构模型无法解释 α 粒子大角度散射这一实验事实。1911年卢瑟福以此实验事实为依据，提出了原子的核结构模型，并为实验所证实。 α 粒子散射实验对人们探索原子内部结构和建立原子模型起了很大作用。

卢瑟福大角度背散射技术是最早应用于元素分析的离子束技术之一，现已广泛用于固体物理，半导体物理和材料科学的研究，如对固体的表面、界面结构可作十分细致的单原子层分析。

二、夫兰克—赫兹实验

用电子碰撞原子的方法证明原子内部能量量子化的实验。1913年德国物理学家夫兰克 (J·Franck) 和赫兹 (G·Hertz) 用低速电子碰撞原子，使原子从低能级激发到高能级，从而证实原子内存在一系列分立的能态。

实验装置示意图如图3-1-2 (a) 所示。在玻璃容器中充以低压待测气体 (汞蒸气)，电子从热阴极 K 发出，经过阴极与栅极 G 之间电场的加速， G 与阳极 A 之间加反向电压 ($\sim 0.5V$)。若电子能量未达到某一临界数值时，电子与汞原子产生弹性碰撞而不损失能量。当电子通过 KG 空间进入 GA 空间时，还可克服反电压作用而到达 A (见图中1)，成为通过电流计的电流。若电子能量达到临界数值，电子与汞原子产生非弹性碰撞，把一部分能量转移给汞原子而使原子被激发，而电子剩下的能量不足以克服反电压，不能再到达 A (见图中2)，电流计的电流将明显地下降。

实验结果如图3-1-2 (b) 所示。当 KG 间电压 V_0 达到4.9V或4.9V的整数倍 (对应电子与原子多次非弹性碰撞) 时，电流突然下降。4.9V为汞原子的第一激发电势，对应汞原子从基态跃迁

到最低激发态所需的电势。实验中还观察到从这个激发态跃迁到基态的光发射谱线，测得波长为253.7nm，从而证实了原子中量子态的存在。之后，夫兰克将实验装置作了改进，主要把加速和碰撞分别在两个区域进行，电子在加速区获得相当高的能量后，使电子与原子碰撞就可把原子激发到更高的能级。实验结果证实了汞原子内存在一系列的量子态。

夫兰克—赫兹实验是玻尔理论的最直接的实验验证。

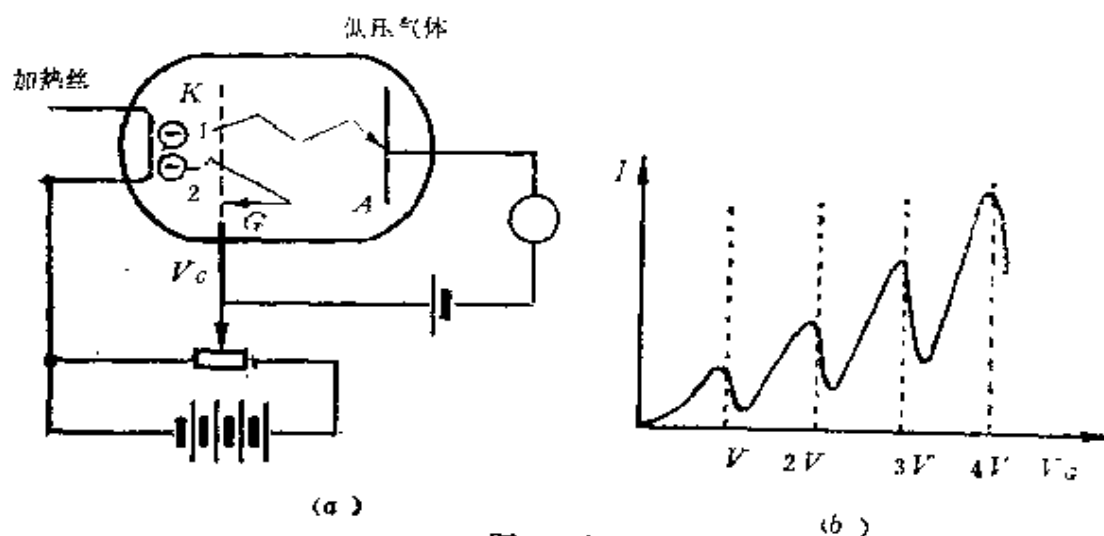


图 3-1-2

三、康普顿散射实验

1920年美国物理学家康普顿 (A·H·Compton) 通过实验发现X射线被晶体散射后，辐射中除了原波长的成分 (λ_0) 外，还有波长增大的成分 (λ_1)。1923年康普顿用光子与自由电子碰撞的量子说圆满解释了这种散射现象，称为康普顿效应，并给出著名的康普顿散射公式：

$$\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_0 = \lambda_c(1 - \cos\theta)$$

式中 $\lambda_c = h/m_e c = 0.00243\text{nm}$ ，为康普顿波长。

实验装置如图3-1-3 (a) 所示。从X射线源发出的X射线被石墨散射体散射后，在不同散射角度 θ 测到的散射线的波长如图3-1-3 (b) 所示。X光子能量大，石墨中价电子受到的束缚弱，

可以近似认为是静止的自由电子。图中强度与波长关系曲线中，左边峰是对应原波长 λ_0 ，右边峰对应增大波长 λ_1 ， $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_0$ 为康普顿位移。实验结果与理论符合得极好。

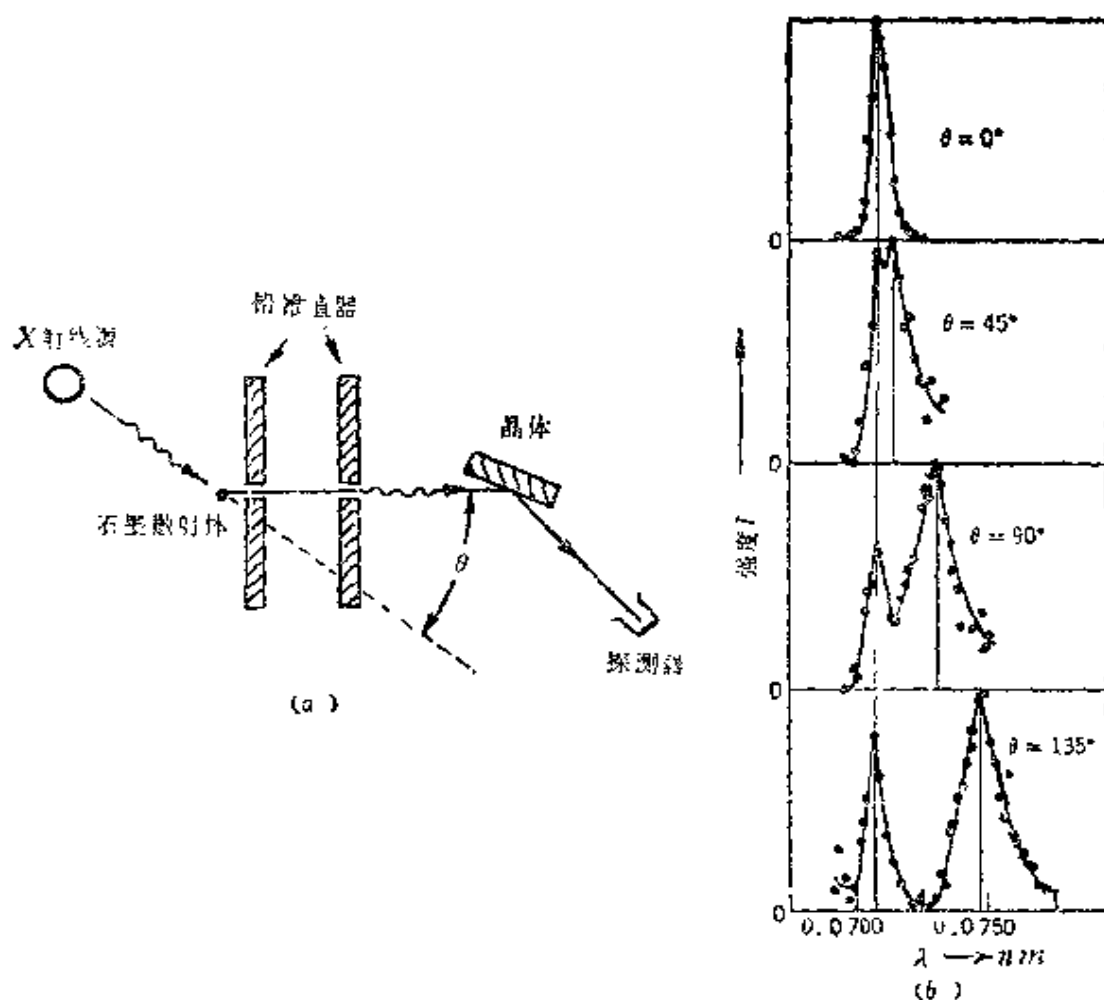


图 3-1-3

我国物理学家吴有训在1925年~1926年曾对康普顿散射实验作出了重要的贡献。他发现X射线(用银的 K_α 线)在同一散射角被一系列元素散射时， $\Delta\lambda$ 值与散射物的性质无关。当散射物的原子序数增加时，原波长 λ_0 的谱线强度增加，而波长 λ_1 的谱线强度减弱，如图3-1-4所示。

当入射光子能量较原子中价电子与原子核的结合能大很多时，可近似认为电子是自由的，碰撞是在光子与自由电子之间进

行，对应的是增大的波长 λ_1 谱线。当原子序数 Z 增加时，原子中有更多内层电子和原子核有较强的结合，光子同这种束缚电子的碰撞就如同与质量很大的原子碰撞，这时 $\Delta\lambda \rightarrow 0$ ，因而波长不变的 λ_0 谱线对应于这个过程。随着 Z 的增加，原子中近似自由电子的数目相对地减少，束缚电子相对地增加，使 λ_1 波长谱线强度随原子序数增加而减弱，而 λ_0 波长谱线强度随原子序数增加而增强。

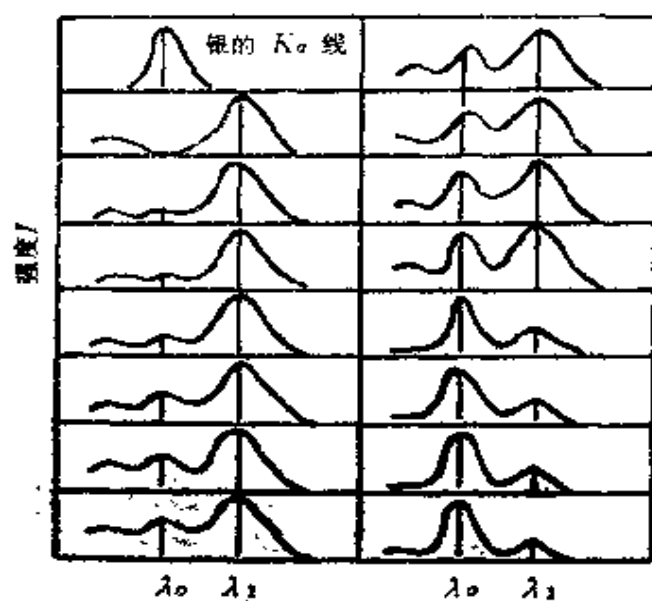


图 3-1-4

康普顿散射实验成为光的量子理论的重要实验依据。首次从实验上证明光子不仅具有能量，而且具有动量。

四、电子荷质比

1. 汤姆孙法

汤姆孙 (J.J. Thomson) 在 1897 年首次从实验上确认电子的存在并测定了电子荷质比 e/m 。

汤姆孙使用的放电管如图3-1-5所示。阴极射线从阴极C发出后通过狭缝A, B成一狭窄的射线,再穿过两片平行的金属极E, D之间的空间,最后到达右端带有标尺的荧光屏上。D和E之间

可以加电场 E ，放电管周围又可加磁场 B ，从荧光屏上可分别测定电子的偏转。

根据罗伦兹力： $F = m \frac{dv}{dt} = -e[E + (v \times B)]$ 可分别测量电场、磁场作用下阴极射线的偏转，从两个方程定出 e/m 和电子速度 v 。或可使静电力与磁力相平衡，从电场和磁场强度决定 v ，然后利用电场或磁场的任一偏转，即可求出 e/m 。

1897年德国考夫曼 (W. Kaufman) 做了与汤姆孙类似的实验，测到的 e/m 值远比汤姆孙精确，直到 1901 年才发表。他还观测了 e/m 值随电子速度改变而变化，比相对论出现早四年。

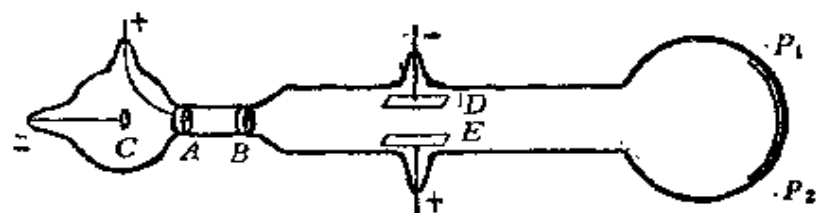


图 3-1-5

2. 克拉森法

早期各种测量方法中，1907年，克拉森 (Classen) 提出的方法较为精巧，实验装置如图 3-1-6 所示。在阴极和薄膜间加电场 E ，

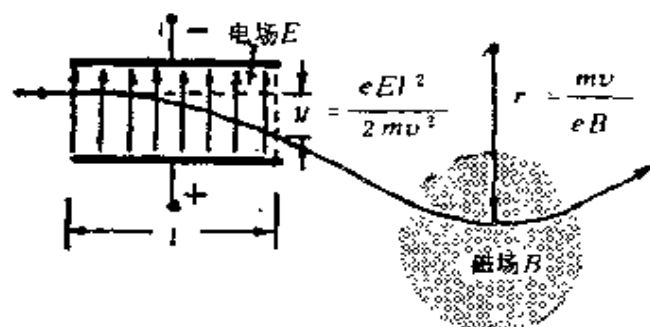


图 3-1-6

电子速度为 $v = \sqrt{\frac{2eV}{m}}$ ($\frac{1}{2}mv^2 = eV$), V 为加速电压。在垂直于图平面加磁场 B ，电子受磁场作用沿圆周轨道运动，半径为 r 。磁场如反向可得到相反方向偏转，记录于薄膜带上。磁场强度 B 与电

子轨道半径，速度的关系为：

$$\frac{mv^2}{r} = evB$$

从上面两式可得：

$$e/m = \frac{2V}{r^2 B^2}$$

从实验精确测定 V ， B 和 r 值，即可测定 e/m 值。

3. 近几十年来，多种方法测定 e/m ，主要差别在于电场和磁场相对位置的选取。利用阿斯顿（F·W·Aston）质谱仪原理的一种实验装置原理图如图3-1-7所示。电子先通过电场的偏转，然后再受磁场偏转。

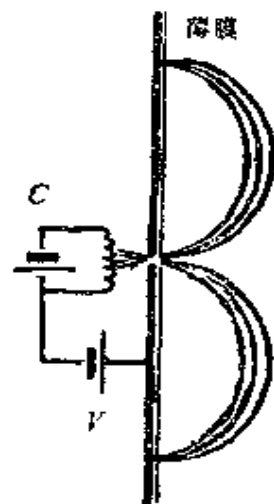


图 3-1-7

现代电子荷质比值：

$$e/m = 1.75881962(53) \times 10^{11} \text{ C/kg}$$

五、电子电荷

1911年美国物理学家密立根（R·A·Millikan）通过油滴实验首次精确测定电子电荷 e ，并发现电荷是量子化的，即任何电荷只能是 e 的整数倍。

实验装置如图3-1-8所示。在平行的圆形黄铜板之间加一定电压，通过喷雾器的小油滴进入平行板电容器通过X射线照射使油滴带上电荷。油滴同时受到电场和重力作用而运动，电场力的大小与油滴所带电荷成正比，还必须计及油滴在空气中运动所受的阻力。光照射油滴运动的区域，用目镜上带有叉丝的望远镜观测油滴运动通过焦面两条线间所需的时间间隔以确定油滴下降或上升速度。已知空气的粘滞系数，油滴的密度和空气的密度，从实验测定的油滴运动速度即可求得油滴的电荷值。

密立根经过几年数千次实验测定发现油滴带电荷总是一个最

小基本电荷的整数倍，即电子电荷 e 的整数倍。 e 值为 $1.60 \times 10^{-19} \text{C}$ 。

随后又发展了测量电子电荷的更精确的方法。例如，利用X射线衍射可精确决定晶体中原子的间距，得出原子数密度，通过法拉第常数就能得到 e 的精确值。电子电荷的现代值为：

$$e = 1.60217733(49) \times 10^{-19} \text{ C}$$

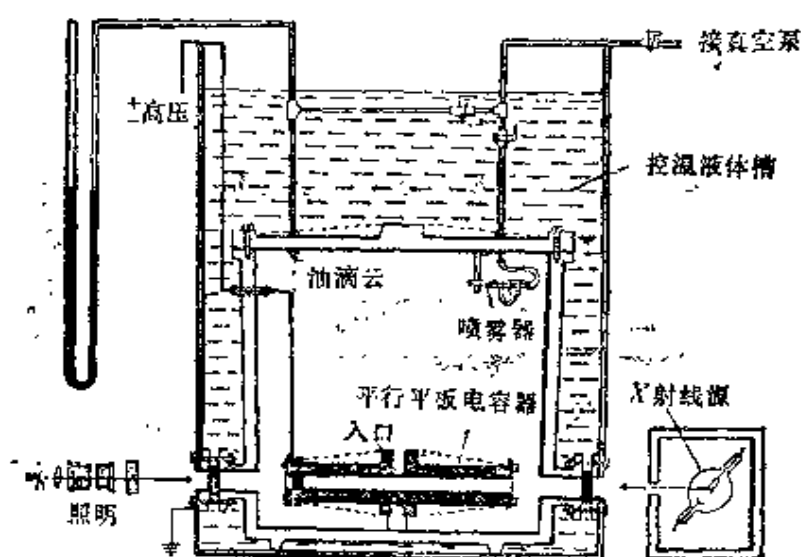


图 3-1-8

六、斯特恩—革拉赫实验

证实原子对空间某特殊方向（例如外磁场）取向量子化的实验。1921年斯特恩（O·Stern）和革拉赫（W·Gerlach）在非均匀横向磁场中原子束的偏转实验中直接测量了原子磁矩。

原子磁矩是电子轨道磁矩和电子自旋磁矩的和（原子核磁矩很小，可略去）。由于实验中银原子和氢原子均处于基态，轨道角动量为零。原子磁矩在磁场方向的分量 μ_z 只能取以下数值：

$$\mu_z = -M g \mu_B$$

$$M = J, J-1, \dots, -J$$

式中 M 为磁量子数， J 为总角动量量子数， g 为朗德因子。（银原

子基态是 $^2S_{1/2}$, $J = 1/2$, $M = 1/2, -1/2$ 。

实验装置如图 3-1-9 所示。在蒸发银原子炉中产生银原子束, 经过一系列狭缝准直后, 通过非均匀磁场, 原子束方向与磁场梯度 $\frac{\partial B}{\partial Z}$ 相垂直。如按经典理论, 原子磁矩的取向是任意连续的, 实验结果说明原子在磁场中不能任意取向。实验观察到银原子束经过非均匀磁场后受力偏转分为两束: 这是自旋磁矩在空间平行或反平行于磁场的取向量子化结果。从原子束偏转的大小直接测得银原子磁矩在磁场方向上分量的大小等于一个玻尔磁子 μ_B 。随后, 用放电气体的氢原子进行实验也得到相同的结果。

斯特恩—革拉赫实验结果证实了原子角动量在空间某特殊方向上取向量子化的理论, 这是原子物理的基础实验之一, 它提供了测量原子磁矩的一种方法, 并为原子束和分子束实验奠定了基础。

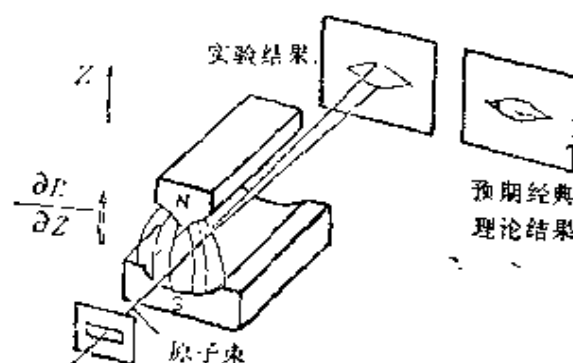


图 3-1-9

七、戴维孙—革末电子散射实验

首次得到电子在晶体中的衍射现象并证实电子的波动性和德布罗意波的公式的实验。

戴维孙 (C.J. Devisson) 等人在 1921 年—1923 年就观察到电子被多晶的金属表面散射时, 在某个角度时, 散射较强。当时还不能解释显示了电子波动性的实验现象。1925 年戴维孙和革末在做电子在镍中的散射实验时, 由于一次偶然的破坏真空事故,

使镍被氧化了，在还原过程中对镍加热处理，结果形成单晶结构。1927年他们较精确地进行了实验测量，有力地证明了电子的波动性和德布罗意波的公式的正确。

实验装置如图3-1-10所示。电子由灯丝加热，经过电压为 V 的加速后，电子束从电子枪射出并垂直入射在镍单晶上。探测器在角度为 ϕ 的方向收集散射束。图中曲线表示不同加速电压下散射电子束强度与 ϕ 角分布关系(极坐标)。实验结果发现，当 $V = 54$ 伏， $\phi = 50^\circ$ 时，探测到强度出现明显的极大(如图中虚线角度所示)。

如假设电子具有一个 $\lambda = h/p$ 的波长(h 为普朗克常数， p 为电子动量)，可由发生在某些原子层平面上反射波的干涉来解释上述实验结果。

如图3-1-11所示，入射两束电子波1和2，在晶面反射后，

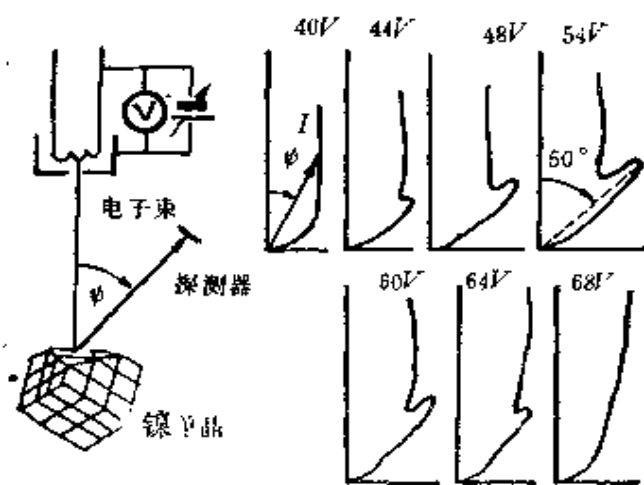


图 3-1-10

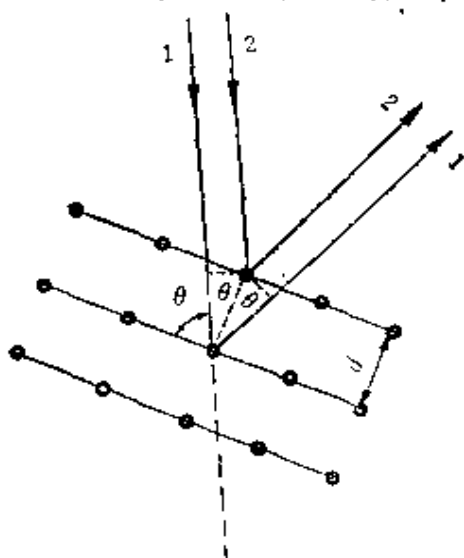


图 3-1-11

出射电子波束在波程差等于波长整数倍时相干，并且形成强波束的条件是：

$$n\lambda = 2d\sin\theta$$

式中 d 为晶格常数，入射与出射方向夹角为 ϕ ， $\theta = 90^\circ - \phi/2$ ， n 为整数。由德布罗意波长公式： $\lambda = \frac{1.225}{\sqrt{V}} \text{ nm}$ 求得波长，已知 d ，计

算结果出射强度极大值对应的角度 ϕ 与实验结果完全符合。

20世纪30年代后的实验进一步发现，不但电子，而且一切实物粒子如中子，质子，中性原子等都有波动性，它们的波长都由德布罗意公式决定，进一步证实了德布罗意物质波的存在。

八、质谱仪

利用静电场和磁场使带正电的离子流按其荷质比分开，并在照相底片上显示出质量谱分布的仪器。它不但可精确测定各种同位素的质量，并可同时测定每种同位素在元素中所占的百分比（丰度）。

质谱仪一般由离子源，分析器和收集器三部分组成。阿斯頓（F·W·Aston）对质谱仪作了新的改进，使质谱仪精度得以提高。

1. 速度聚焦

使电场与磁场相互垂直，离子流在磁场中的偏转方向与电场中的偏转方向正好相反。如图3-1-12所示。入射离子束经过电场

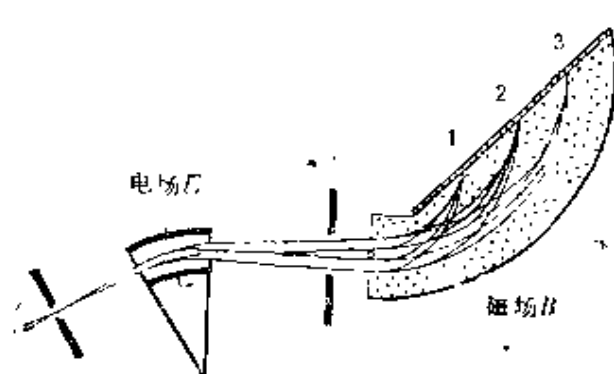


图 3-1-12

E 使不同速度和不同荷质比的粒子分开，可适当调整磁场 B 就可将具有不同速度的某种粒子全部聚焦在空间一点上，而具有不同 e/m 的粒子仍然分开。具有相同 e/m 的粒子由探测器收集在空间一点上，如图中 1，2，3 表示所收集的三种不同 e/m 的粒子。具有速度聚焦的质谱仪对离子的透过性高，因而获得更好的质量

分辨率。

2. 方向聚焦

如图3-1-13所示, 选择合适尺寸的扇形磁场以保证从A点具

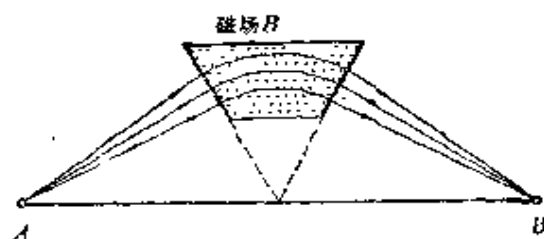


图 3-1-13

有不同入射角而具有相同 e/m 的粒子重新在B点聚焦。

现代高分辨质谱仪通常同时采用速度聚焦和方向聚焦, 称为双聚焦。相对原子质量精度可达到 10^{-7} 。图3-1-14给出双聚焦高分辨质谱仪测量的一个典型结果: 质量数为20的十种不同离子原子量或分子量在19.9878~20.0628之间的质谱分布图。

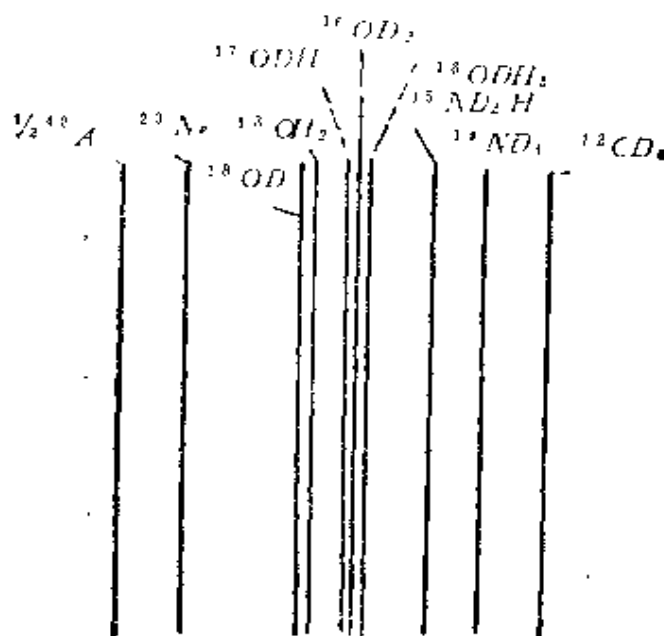


图 3-1-14

九、电子反常磁矩

实验精确测定电子的磁矩 μ_e 不等于玻尔磁子 μ_B ，而比玻尔磁子略大，这部分差值 $a_e = \frac{\mu_e}{\mu_B} - 1$ 称为电子的反常磁矩。

电子具有固有自旋角动量和磁矩，固有角动量和磁矩在空间某一 Z 方向上的投影只能取两个值，分别是 $P_{z_s} = m_s \hbar$ ， $m_s = \pm 1/2$ ， m_s 是自旋量子数。如以玻尔磁子 $\left(\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}\right)$ 为单位表示电子固有磁矩，它的分量 $\mu_{z_s} = g_s m_s \mu_B$ ， g_s 称为电子自旋 g 因子。按狄喇克理论： $g_s = 2$ ，然而实验精确测量结果 g 因子略大于2，电子磁矩比玻尔磁子略大，引入反常磁矩后，按定义： $g = 2(1 + a_e)$ 。

1. 原理

电子受到与其速度 v 垂直的磁场 B (OZ 轴)的作用时，它在与场垂直的平面内以角速度 $\omega_e = \frac{eB}{m_e}$ 回旋运动，这个角速度等于朗德因子 $g = 2$ 的磁矩的进动角速度。速度 v 沿 OZ 轴有一个小分量的那些电子被选出，电子绕与 OZ 平行的轴画出一条很密的螺线圈。如电子原磁矩均垂直于磁场方向(如 OX 轴)，其 g 因子等于2，那末电子回旋运动完整圆周一圈后，磁矩进动 2π ， OZ 轴上各点磁矩都保持相互平行。现设 g 因子稍大于2，则电子运动一圈后磁矩进动为： $2\pi(1 + a_e) = 2\pi + \epsilon$ ，这时 OZ 轴上各点的磁矩不再相互平行，探测器所接收的电流极大时，对应电子的磁矩平行于 OX 轴，当电流极小时，电子的磁矩平行于 OY 轴。实验上可精确测定 OZ 轴上 A 、 B 点两极大值所对应的电子穿行时间 $t_B - t_A$ 。电子回旋运动的圈数： $N_{AB} = \omega_e(t_B - t_A)/2\pi$ ，实验准确测定磁场，就可算出 ω_e 及 N_{AB} ，从： $a_e = \frac{B \sim A}{N_{AB}}$ 即可测得电子反常磁矩。

2. 1963年克李 (Crane) 和韦克孙 (Wilkinson) 使用产生磁场 B 的螺线管尺寸长 2.4m , 直径 0.60m , 电子回旋运动的直径为 0.15m , 距离为 0.60m 。电子的能量: $45\sim 114\text{eV}$, 磁场: $9.1\sim 15.3\text{mT}$, 最大穿行时间: $1900\mu\text{s}$ 。测量得到的结果:

$$\alpha_e = 0.001159622(27)$$

3. 单电子彭宁陷阱法

1984年, 由美国华盛顿大学德梅尔特 (H.G. Dehmelt) 和范戴克 (R.S. Van Dyck) 等人通过对贮存在冷却到 4.2K 的彭宁陷阱中的单个电子精确测量给出反常磁矩实验值为:

$$\alpha_e = 0.001159653193(10)$$

彭宁陷阱是同时用电场和磁场将带电粒子限制在陷阱中的器件, 使用共振技术可直接测量带电粒子运动时共振的频率。实验测量中, 单电子被孤立 在弱电场和强磁场的陷阱中, 在几乎完全孤立的条件下进行研究, 其周期可从小时直至月, 测量精度如此之高是因为在一个时间内只使用一个电子。电子的运动通过在回路中产生微小的电流来探测, 可探测比较电子自旋和回旋运动。这个实验代表了物理学领域中迄今为止最精确和最灵敏的测量之一。

4. 理论值

反常磁矩是由于电子与自身辐射场相互作用的结果, 可用量子电动力学理论来解释。量子电动力学的理论计算用精细结构常数 α 的幂级数的形式表示反常磁矩:

$$\alpha_e = \frac{1}{2}\alpha/\pi + C_2(\alpha/\pi)^2 + C_3(\alpha/\pi)^3 + C_4(\alpha/\pi)^4 + \dots + \delta_a$$

$\delta_a = 1.69(4) \times 10^{-12}$ 是强子真空极化和弱相互作用的非量子电动力学贡献, 计算到 α 四阶修正,

$$\alpha_e = 0.001159652460(148)$$

电子反常磁矩的实验事实是对量子电动力学理论的有力验证, 它与另外两个精确实验—兰姆移位和 μ 子反常磁矩的测定—

起构成了量子电动力学的三大实验支柱。

十、质子—电子质量比

质子—电子质量比是原子物理中另一个最重要的常数。例如,要精确计算氢原子能级时,除了精细结构常数 α 和里德伯常数外,就需要用质子—电子质量比 m_p/m_e 。

通常测定质子—电子质量比有两种方法:

1. 间接测量法

完成两种不同类型的测量:以玻尔磁子 μ_B 为单位测量质子磁矩 μ_p/μ_B 和以核磁子 μ_N 为单位测定质子磁矩 μ_p/μ_N 。由这两部分结果推出质子—电子质量比。

2. 直接测量法

在相同磁场内测量质子和电子的回旋共振频率: $\omega_e = \frac{eB}{m}$ (m 为质子或电子质量, B 为磁场感应强度, e 为电子电荷),从而直接决定质子—电子质量比。

现代值 $m_p/m_e = 1836.152701(37)$

这是美国 R·S·Van Dyck 等人根据电子和质子在彭宁陷阱中的相同磁场内的回旋共振频率的测量得到的。由于设计了一个补偿可变的磁瓶以降低陷阱中磁场强度的非均匀性产生的系统误差,使质子—电子质量比的测量精度较前提高了一个量级。

第二章 近代光谱学

一、光谱学实验方法

光谱学方法已成为研究原子能级和原子结构的最重要的方法之一。通常可由发射光谱或吸收光谱观测。用电感耦合等离子体放电、电弧放电、火花放电等多种形式的气体放电，光照或激光辐照，粒子轰击等使原子激发而处于受激态，原子从受激态跃迁回到基态或较低状态而辐射称为发射光谱法。具有连续谱的光通过原子时，原子从连续光谱中选择吸收某一些特定波长的辐射，使原子从基态或低激发态跃迁到高激发态，在连续谱的背景中出现吸收线，对吸收谱线的测量称为吸收光谱法。线光谱是由原子所发射或吸收光谱的主要特征。

原子光谱的实验设备通常包括光源、相互作用室、分光仪、探测器和数据处理等部分，如图3-2-1所示。

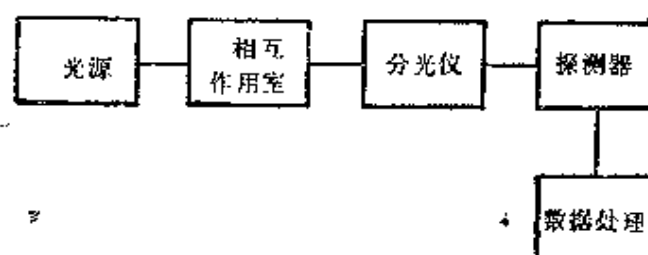


图 3-2-1

1. 光源

常用光源有火花光源、弧光光源、各种气体放电光源、各种热辐射光源和化学发光、荧光等。

(1) 谱线宽度。在光谱实验中，谱线宽度主要是由多普勒

增宽引起的。在可见光和紫外区,通常多普勒宽度约为 10^3MHz ,而与受激态的寿命有关的自然宽度量级在 $1\text{--}100\text{MHz}$ 间,然而由于不同线型轮廓,在谱线中心与自然线宽有关的效应是占优势的。图3-2-2虚线为自然宽度谱线轮廓,实线是多普勒效应加宽的谱线轮廓。测量原子精细和超精细结构时,为了得到尽可能高的精度,必须选用具有尽可能小的多普勒加宽的光源。

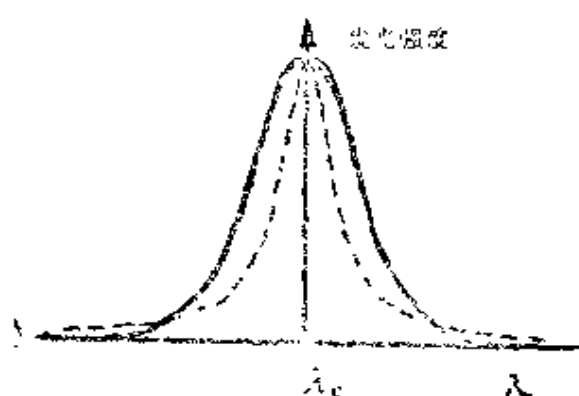


图 3-2-2

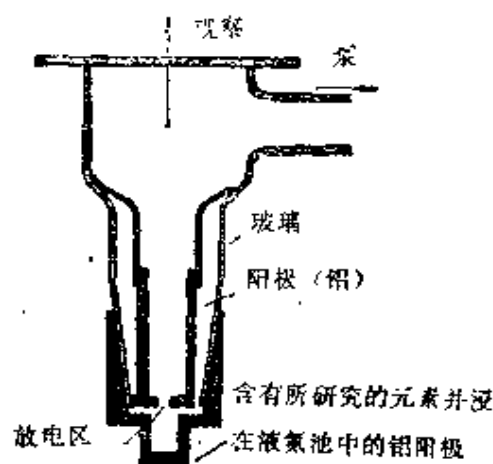


图 3-2-3

(2) 空阴极光源。图3-2-3是一种能显著减小非相干光发射的空阴极光源装置。光是从冷却到液氮或更低温的阴极区发射的。在载运气体(氩气等)中建立放电,放电激发了从含有所研究元素的阴极中释出的原子。由于阴极的温度低,原子的热运动速度小。此外,由于空心阴极放电电流小,斯塔克增宽效应不突出,在可见光区能获得约 100MHz 线宽。

(3) 垂直于观测方向的原子束。如图3-2-4所示,原子束发射的光也能显著减小多普勒增宽。由电子束激发的原子束中的所有原子如均沿同一方向运动,对于横向观察方向,多普勒增宽几乎等于零。实际多普勒展宽大小取决于原子束的发射角 α 和观察方向光束的角孔径 β 的大小,满足 $\sin \frac{1}{2}(\alpha + \beta) \ll 1$ 。早期由于这类光源的光强度很低,所以使用受到限制。

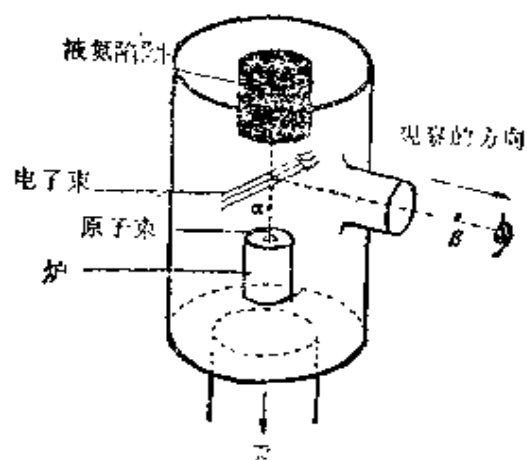


图 3-2-4

由于激光具有高亮度、单色性好和空间相干性，可调谐激光器的出现，使激光器的输出频率可以调整到与所要研究的原子的能级跃迁发生共振。改用可调谐激光光源去激发原子束时，能使多普勒展宽显著地减小。目前激光光源已迅速发展成为原子光谱实验的重要光源。

(4) 同步辐射。它是高能电子在磁场中做圆周运动产生的一种电磁辐射。具有从红外、真空紫外到硬X射线范围内的连续光谱，强度高，准直性好，在原子光谱实验中可作为连续可调谐光源使用。

2. 光与物质相互作用室

传统的光与物质相互作用室使用气体和液体的吸收池和固态的加热汽化，这种相互作用室中均存在原子间的相互作用。在高精密原子光谱实验中常使用原子束和分子束装置。原子束（或分子束）是在真空中定向运动的原子，原子间的相互作用可以忽略，当入射光与原子束相互垂直时，还可以消除多普勒效应的影响。

3. 分光仪

通常使用折射棱镜或衍射光栅作为色散元件的棱镜光谱仪和衍射光栅单色仪。图 3-2-5 是测量原子光谱分光仪的示意图。在红外和远红外还常使用分辨本领较高的傅里叶变换分光仪（带有

活动反射镜的迈克尔逊干涉仪)。为了测量谱线轮廓和宽度,有时使用法布里—珀罗干涉仪。

4. 探测器和数据处理

通常选择信噪比最佳条件下的光电检测器,在可见、紫外和近红外光谱区工作时,常用光电倍增管作为探测器;在红外区常用红外光电检测器和热探测器等。探测器与信号的数据处理系统相连接,通常将光信号转换成电信号后,可用锁相放大器、取样积分器或信号平均器等处理。也可用光学多道分析器和微型计算机采集和数据处理。

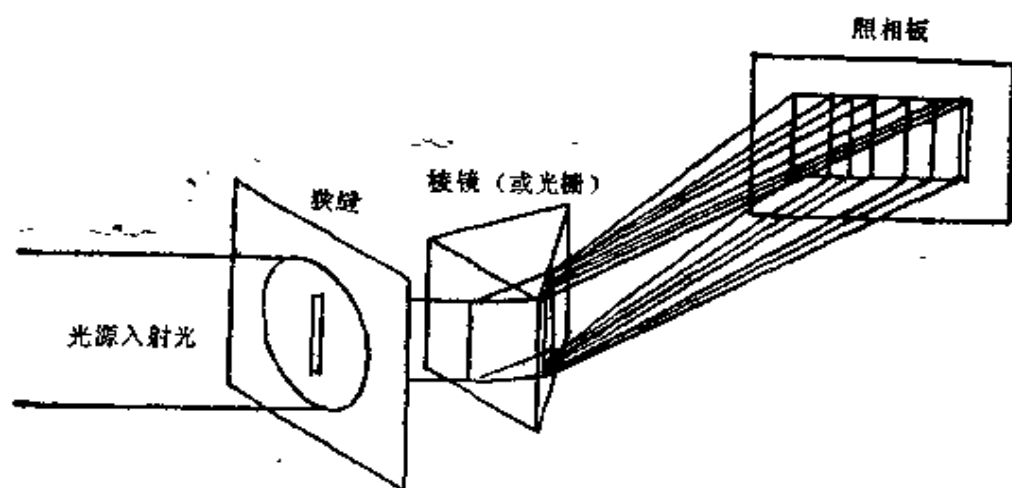


图 3-2-5

自1859年德国物理学家本生(R·W·E·Bunsen)和基尔霍夫(G·R·Kirchhoff)共同创立了光谱分析方法以来,由于用吸收光谱方法能极灵敏地分辨各种元素的存在,它已成为定量化学分析中的主要手段。光谱分析还是等离子体诊断中应用最广泛的一种方法。利用长期以来积累的对物质发光的光谱数据,结合理论分析,能确定等离子体的电子和离子温度、成分等多种物理性质。

二、法布里—珀罗干涉仪

原子光谱实验中，为测量谱线的极小分裂或移位时，必须用具有高分辨本领的仪器和相应实验方法，法布里—珀罗 (Fabry—Pérot) 干涉仪是重要的一种。

1. 结构和原理

近代的法布里—珀罗干涉仪结构是由两片玻璃或石英平面，彼此相隔某一距离配置组成，在其内表面间形成平面平行的空气层。在彼此相对的平面上镀以具有高反射系数反射层—反射镜。图3-2-6是法布里—珀罗干涉仪示意图。光束在平板间隔产生多次反射，并且在每次反射后有局部透射，形成高级相干光束。

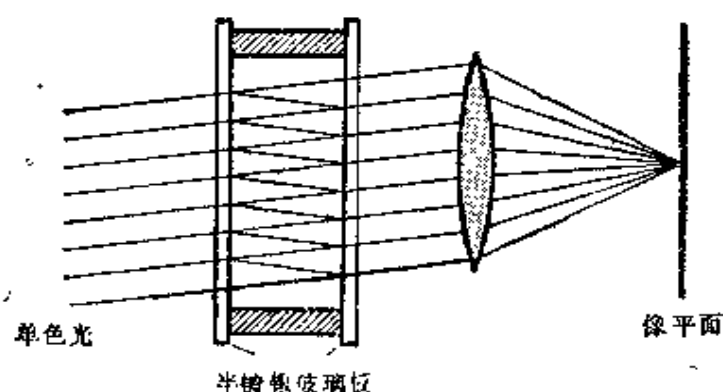


图 3-2-6

2. 分辨本领

通常用 $\lambda/\Delta\lambda$ 表示光谱仪器的分辨本领，其中 λ 为波长， $\Delta\lambda$ 是两条谱线能够分辨的最小波长差。棱镜或光栅光谱仪很难获得 $>10^5$ 的分辨本领。如果要求 10^6 以上分辨本领时，可利用法布里—珀罗干涉仪。其分辨本领由下式表示：

$$\lambda/\Delta\lambda = kN$$

上式 k 为干涉级次， N 为有效的等强干涉光束的数目。例如平板空间为2.5厘米，则相邻射线间程差为5厘米，对 $\lambda = 500\text{nm}$ 的光对

应 $k = 10^5$ ，相干射线的数目 N 受平面镜反射率的限制，约为10，因而分辨本领 $\lambda/\Delta\lambda$ 可达 10^6 。

法布里—珀罗干涉仪适宜于测量波长差，可以达到很高的精度，还可用于测量光谱线的宽度和形状。由于法布里—珀罗干涉仪的色散范围较小，通常使用时，用滤光片，单色仪进行预先单色化。

三、无多普勒展宽的饱和吸收光谱学

自激光问世以来，近年来由于激光技术的发展，以激光为光源的光谱学具有异常优越的性质，使谱线的相对宽度减少了许多数量级，激光短脉冲的持续时间可短到几十飞秒（ 10^{-15} 秒），使激光与原子间相互作用显示出了前所未有的相干性和非线性，形成了激光光谱学。激光光谱学具有极高的光谱分辨率和探测灵敏度，其中特别是可调谐染料激光器的发展，使完全崭新的超高分辨率光谱学方法成为现实，有效地消除了谱线的多普勒增宽。原子的无多普勒展宽的饱和吸收光谱学方法就是其中之一。

1. 饱和吸收

在强激光光束中，气体原子吸收光子的速率超过了原子返回原始能级的速率，使吸收给定频率的光子的原子数目有所减少。如果以相同频率的另一光束沿着同一道路通过气体样品时，就会发现气体原子对这种频率的光的吸收减少了，这种强光与气体原子的相互作用，使原子的激发呈饱和状态，从而其吸收也减少，这种效应称为饱和吸收。

2. 实验装置和测量

如图3-2-7所示，把染料可调谐激光器的光束分裂成一个强的饱和光束和一个弱的探测光束。两束光以相反方向通过物质相互作用室(样品)并尽量重合。当激光器的输出频率进行扫描并正好调到原子能级跃迁的频率时，强的饱和光束便被一组特定速度的原子所吸收，这些原子在光束方向的速度分量为零。饱和吸收

使选定的态上的原子数目减少，弱的探测光束通过原子样品时，与这些特定速度的原子相互作用，能检测到吸收的饱和，探测光的宽度很窄，接近谱线的自然宽度。如果激光器频率与样品原子能级的跃迁频率不一致时，两光束则分别和不同速度的原子发生相互作用，强的饱和光束和弱的探测光束各自被相反方向运动的原子所吸收，从而不会观测到饱和吸收现象。

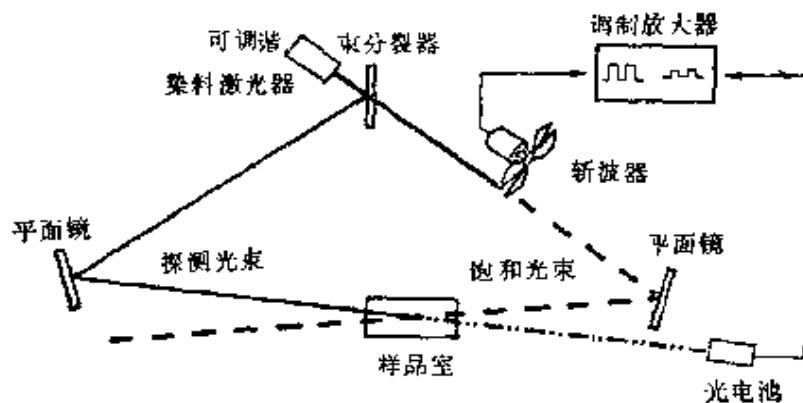


图 3-2-7

3. 应用

饱和吸收光谱学方法是消除多普勒展宽的有效方法，有着广泛的应用：

(1) 氢原子巴耳末 H_α 谱线的精细结构测量

图 3-2-8 (a) 是氢原子巴耳末谱线 $H_\alpha (n=3-n=2)$ 对应的能级和七个相距很近精细结构跃迁。图中 (b) 是用常规光谱学技术测量的发射谱线。由于多普勒增宽，不能精确分辨出七个分量。图中 (c) 是饱和吸收光谱学新方法测量的结果，比以前的精度高得多，首次直接观测到 $2^2S_{1/2}$ 与 $2^2P_{1/2}$ 能级的兰姆移位。

(2) 里德伯常数的测定

氢原子光谱精细结构的精确数据提高了里德伯常数的精度，与早期用常规高分辨率光谱学方法测量的结果相比，饱和吸收光谱学方法精度提高了 1 ~ 2 个数量级。所确定的里德伯常数：

$$R_{\infty} = 10973731.513(86)\text{m}^{-1}.$$

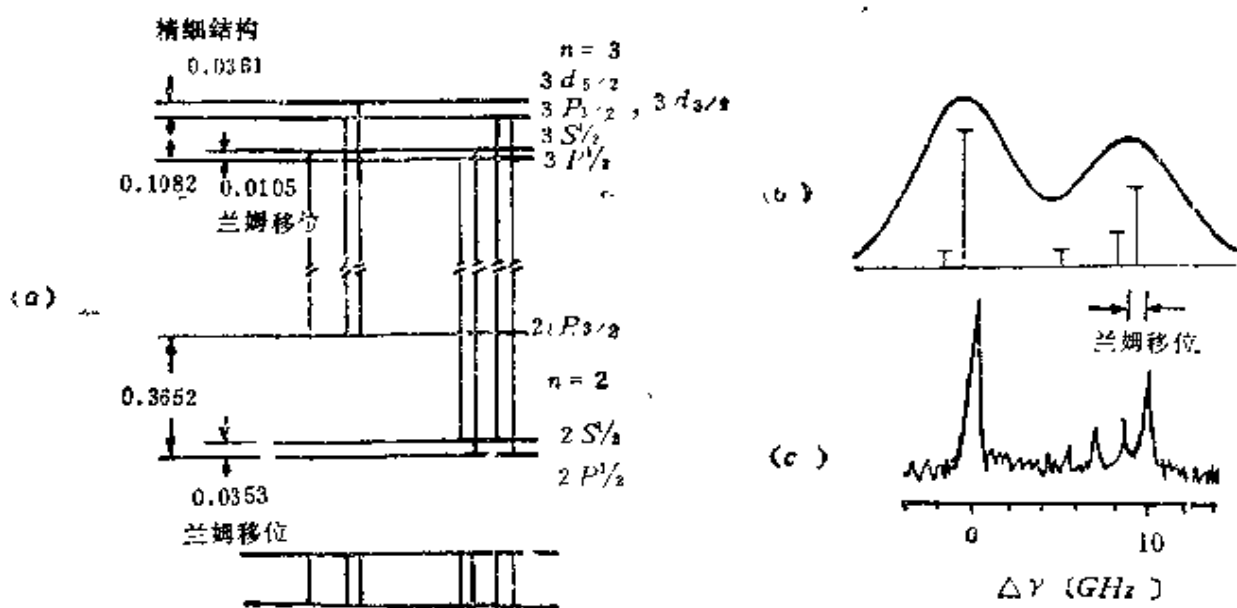


图 3-2-8

四、无多普勒展宽的双光子吸收光谱学

是消除多普勒增宽的一种方法。

1. 原理和特性

在强激光照射下,原子有可能同时吸收两个频率为 ν 的光子,两能级差 $\Delta E = 2h\nu$ 。原子也能同时吸收不同频率 ν_1 和 ν_2 的两个光子,能量守恒要求 $\Delta E = h\nu_1 + h\nu_2$ 。双光子吸收跃迁与单光子吸收有着完全不同的选择定则,它是相同宇称之间的二次跃迁过程,因而S态到其它S态的跃迁是允许的。

设两束同频率(ν)强激光沿相反方向传播同时照射通过气体原子。当原子沿轴正向运动速度为 v ,在原子的参考坐标中,频率为 $\nu_1 = \nu\left(1 + \frac{v}{c}\right)$ 的光子是沿轴的反向传播的,而频率为 $\nu_2 = \nu\left(1 - \frac{v}{c}\right)$ 的光子是沿轴的正向传播的,原子能同时吸收两个光子从基态 E_1 激发到受激态 E_2 , 满足下列共振条件:

$$\Delta E = h\nu_1 + h\nu_2 = h\nu(1 + v/c) + h\nu(1 - v/c) = 2h\nu$$

式中 h 为普朗克常数, c 为光速。由于与原子速度有关的项相抵消,双光子吸收的多普勒展宽完全消除,共振吸收的线宽与自然线宽同量级。

双光子吸收与饱和吸收相比有以下的特点:所有同激光光束发生相互作用的原子都能对无多普勒效应的信号有贡献,因此信号很强;双光子吸收可研究相同宇称能级的跃迁,而饱和吸收只可用于不同宇称能级间的跃迁;双光子吸收比饱和吸收要求更大的激光功率。因此这两种实验技术和方法是互相补充的,广泛用于原子的能级结构研究。

2. 实验装置和测量

图3-2-9是用连续可调谐染料激光器的钠原子蒸汽的双光子吸收光谱学实验装置示意图。通过反射镜产生一束与入射光束沿相同光轴而向相反方向传播的激光光束。当染料激光器波长输出调到602.23nm时,处在3S基态的钠原子可以同时吸收两个光子而跃迁到5S受激态($\Delta F = 0$)。可由5S态原子自发辐射到 $3^2P_{1/2,3/2}$ 能级时发射的荧光(615.4nm或616.0nm)检测共振双光子吸收。

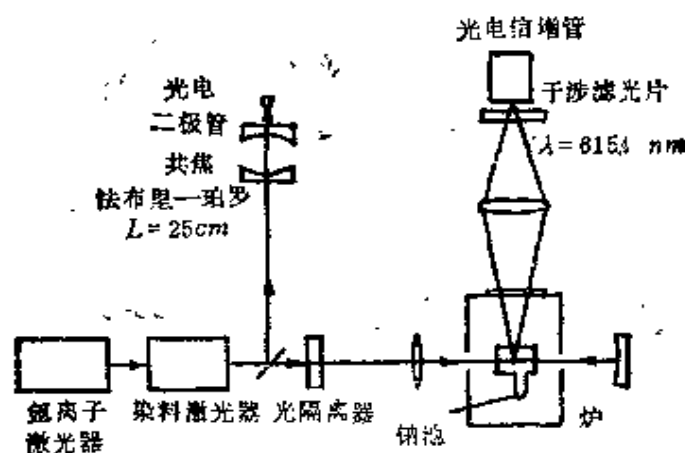


图 3-2-9

图3-2-10(a)是3S和5S钠原子能级的超精细结构。图3-2-10

(b)是双光子吸收共振时用光电倍增管测量的信号。实验观测到两个窄峰(半宽度约为24MHz)叠加在钠蒸汽单光子吸收引起较宽的多普勒展宽背景上,这对应于 $3S-5S$ 态的超精细结构能级间的双光子吸收跃迁。峰的间距由法布里-珀罗标准具测定。 $3S$ 基态的超精细结构常数已从原子束磁共振实验准确测定,所以此方法可精确测定 $5S$ 态的超精细结构常数。

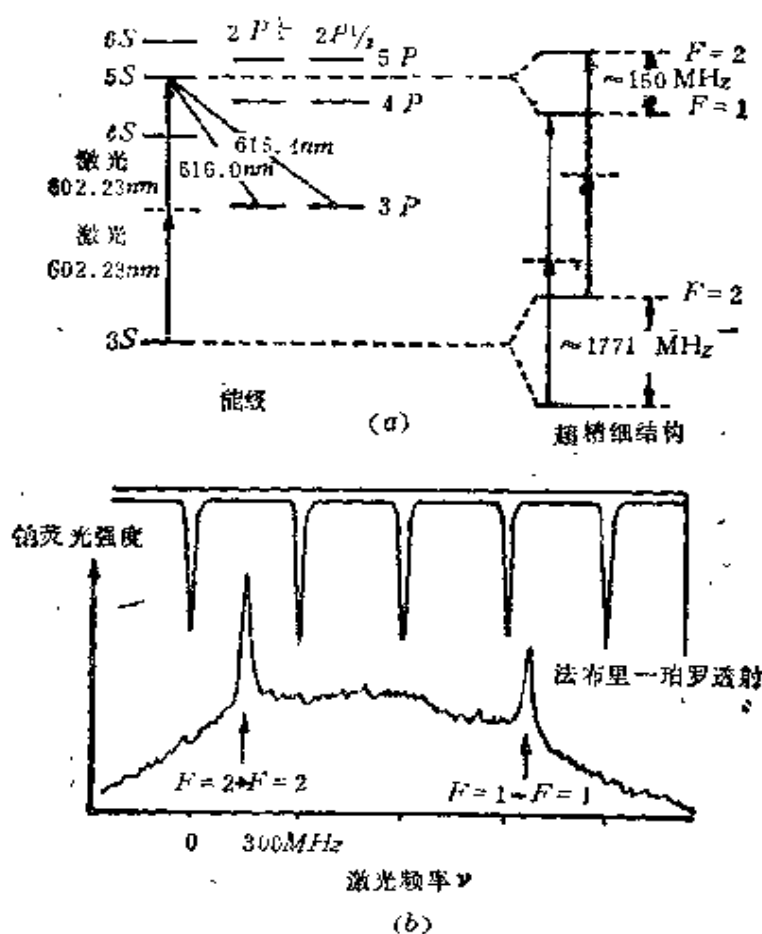


图 3-2-10

五、束箔光谱学

快速离子在穿过固体箔靶的过程中被激发,处于激发态的离子通过自发辐射跃迁回到低激发态或基态而发射光子。束箔光谱学就是观测通过束箔后离子发射光谱来研究原子和离子的性质

的一种方法。这种方法近年来除了作为一种“物理光源”测定原子、离子激发态寿命外，还广泛用于研究原子和离子高激发态、高电离态的物理性质以及原子的精细结构和超精细结构等。

1. 实验装置和特性

通常利用范德格拉夫加速器产生高速正离子束，通过磁分析器选出单一类型高能离子束然后通过碳箔，经剥离反应，使它们处于各种电离态或激发态，穿过碳箔后自发辐射而发射光子。在同束垂直的方向上用单色仪分光，光电倍增管接收出射光子并对信号进行分析（见图3-2-11）。有时离子束还通过一速度分析器精密测量其速度。用法拉第圆筒收集正离子束，束流积分仪记录并给出能量损失，作为光子计数的归一。

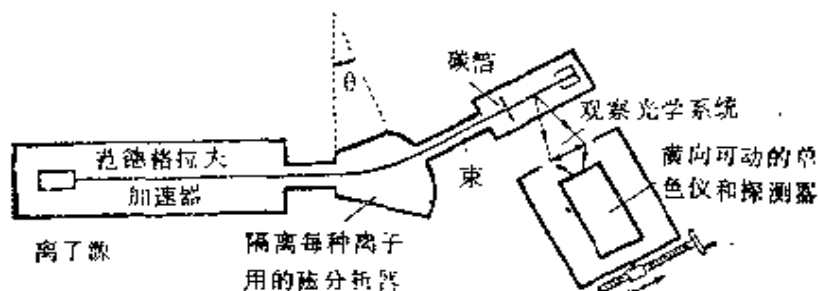


图 3-2-11

束箔光谱学法有几个重要特点：首先由于全离子离子源和重离子加速器的发展，几乎已能研究元素周期表中的任何元素。其次可以研究各阶电离态和各种激发态的离子，如主量子数很高的激发态和离子中有两个以上电子处于激发态的多重激发态。改变离子能量（从几十KeV—几百MeV）就能获得一般光源无法得到的高阶电离谱线十分丰富的离子光谱。

2. 测量和应用

(1) 高阶离子谱

图3-2-12所示为氧离子束被加速到 36 MeV 打在碳箔上出现的氧的高阶离子谱线。Ⅵ、Ⅶ、Ⅷ分别表示剥离 5、6、7 个电子。从图中可知所激发的能级相当高，存在大量的主量子数 $n=6$

—11的氧离子。

(2) 多重激发态

束箔光谱中存在多重激发态，对应于离子中有两个或两个以上的电子被激发而处于激发态。例如具有三个电子的锂原子中除了外层价电子被激发外，内层1S电子也被激发到2S或2P态，因而

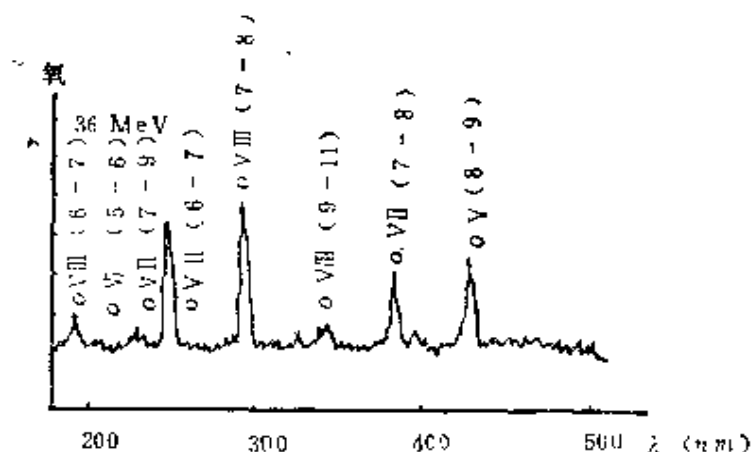


图 3-2-12

三个电子的自旋可能排列一行而产生四重态。对多重激发态研究最多的是双电子系统氦原子。氦的双重激发态最低能级光谱项也比氦的电离能(一个电子电离，另一个仍处于基态)高，因而在大于氦的电离能的能量连续区，仍然可观察到大量与双重激发态相联系的许多分立能级。

(3) 量子拍频

利用束箔光谱自身的相干性产生量子拍频现象，用以研究原子或离子能级精细和超精细结构。由于束箔激发是瞬时的， $\Delta t < 10^{-16}$ s，根据测不准原理，存在能量的不确定 ΔE ，使受激原子所在的激发态(初态)可能是两个或多个能级的叠加，当原子从由多个能级叠加的初态跃迁到同一末态时，会产生拍频干涉现象，致使所测的光强随时间指数衰减的曲线上加以周期性调制，称为量子拍。其拍频可用以量度原子或离子的裂距。

图3-2-13是氦 $2S^3S_1 \rightarrow 3P^3P_{0,1,2}$ (388.9nm) 线的无外场量子拍，拍频为 658.5MHz，对应于 $3P_1$ 与 $3P_0$ 之间极小的能级分裂，

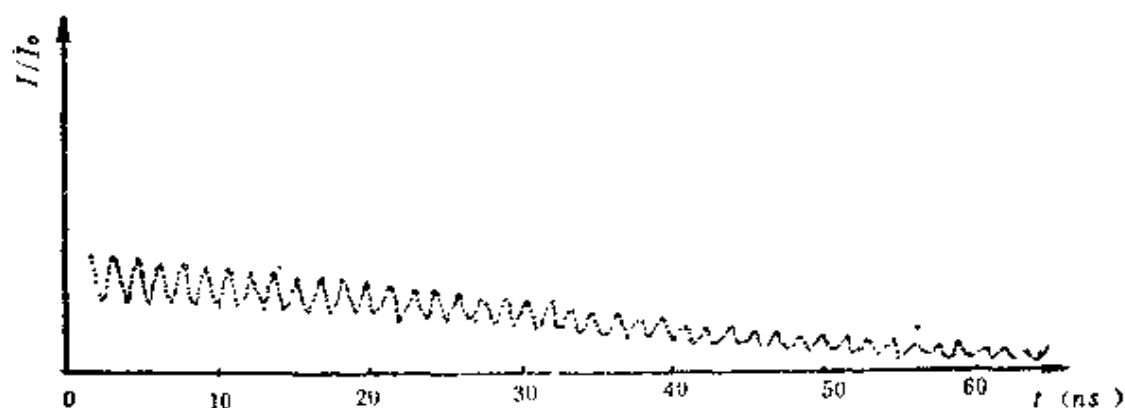


图 3-2-13

仅为 $^3S_1 - ^3P_{0,1,2}$ 能级裂距的百万分之一。

图3-2-14是进一步测得加在量子拍上的更高频量子拍，拍频为 8.77GHz (10^9Hz)，对应于 $3P_0$ 与 3P_2 之间的能级裂距。

氮的量子拍已被应用作标准拍频。在外场作用下，量子拍效应还可测定 g 因子等。束箔光谱学法是研究原子特别是离子光谱的精细结构和超精细结构的有效方法。

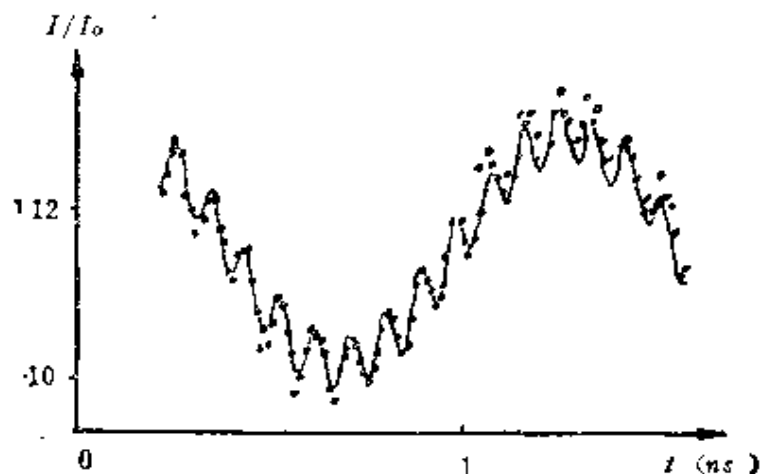


图 3-2-14

六、能级交叉光谱学方法

用偏振光使原子交叉能级的不同受激态产生激光的相干的光谱方法称为能级交叉光谱学方法。

1. 原理

在外磁场（一般弱场或中场范围）作用下，一组受激原子态（精细或超精细结构）存在一定的交叉能级，选择两能级交叉处对应频率偏振光激发，观察到辐射跃迁是两个不同相干态的激发，由于相干效应是在同一个原子两个态之间发生的，对某个原子来说，速度是确定的，两个态相干后的频率与速度无关，不引起多普勒增宽效应，因此能级交叉光谱的线宽不受多普勒增宽的限制，而只与受激态能级的自然宽度相联系。实验中用此方法可获得极高分辨率，可精确测定对应能级交叉的磁场强度，从而精确决定精细结构和超精细结构常数。

与能级交叉光谱学方法类似，所有的原子塞曼子能级在零场时交叉，如果实现了观察能级交叉光谱的条件，零场下简并的原子受激相干，当磁场 B 从负到正值时，能级的简并被解除，激发相干和发射共振荧光的相干被移去，这种零场能级交叉光谱又称

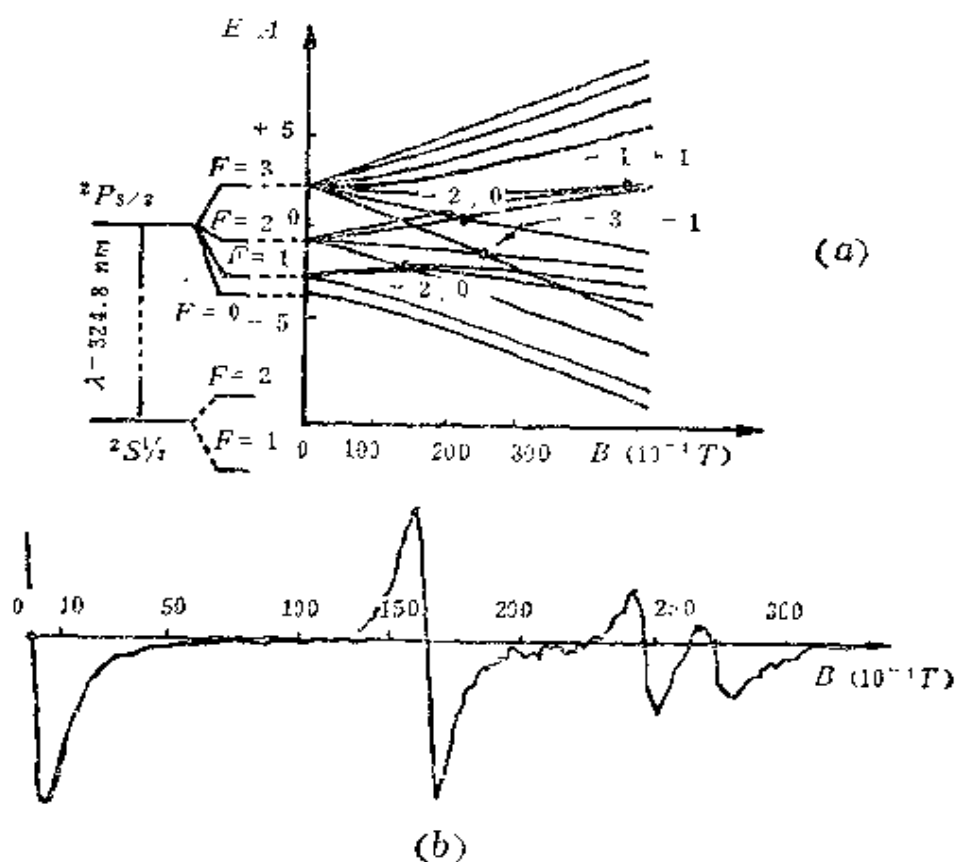


图 3-2-15

为汉勒(Hanle)效应,是测量原子受激能级寿命的重要方法之一。

2. 实验装置和测量

图3-2-15是铜原子(核自旋 $I = 3/2$) $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$ 跃迁的能级交叉光谱。能级图(a)中给出 $^2P_{3/2}$ 激发态在磁场 B 中能级的分裂,能量以超精细结构常数 A 为单位表示。能级交叉各点分别用对应磁量子数 m_F 标出。图3-2-15(b)是光谱测量实验结果,右边曲线用 dI/dB (磁场对共振光强度一阶微商)表示,跨过横坐标的三个点分别对应能级交叉点: $(-2, 0)$, $(-2, 0)$, $(-3, -1)$ 。图左边是零场汉勒效应测量曲线。

图3-2-16(a)是实验装置示意图。通常用常规光源的偏振光,例如线偏振光(电矢量 $E \perp B$)激发所产生的圆偏振光 σ_+ , σ_- 就能满足能级交叉光谱中同频率相干态的要求。共振光发射由光电倍增管探测,强度作为磁场 B 的函数如图3-2-16(b)所示,谱线宽度只受激发态能级的自然宽度 δE 所限制。

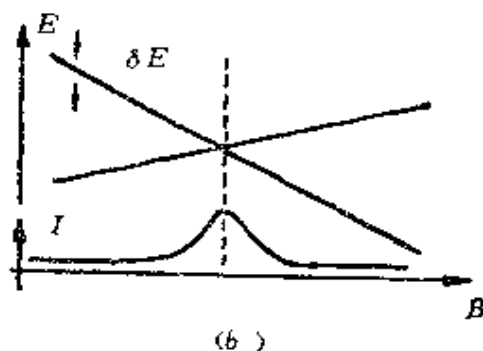
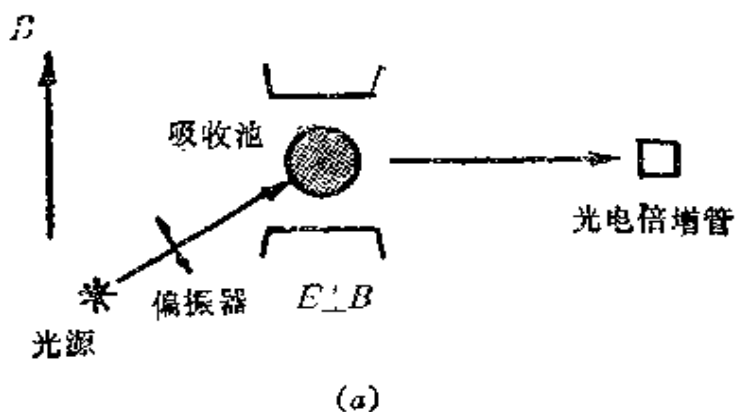


图 3-2-16

七、多光束激光激发原子束产生里德伯原子

多光束激光激发原子束是目前产生里德伯原子最有效的方法。

1. 实验装置

图3-2-17所示为探测里德伯原子的实验装置。原子束被两个或三个激光束所激发，使原子处于里德伯态。里德伯原子被电容器的小电场（约为几百V/cm）电离为离子后由离子倍增器探测接收。用调谐激光器作多光子吸收，具有选择激发的优点，可将价电子选择激发到主量子数很大的高激发态。

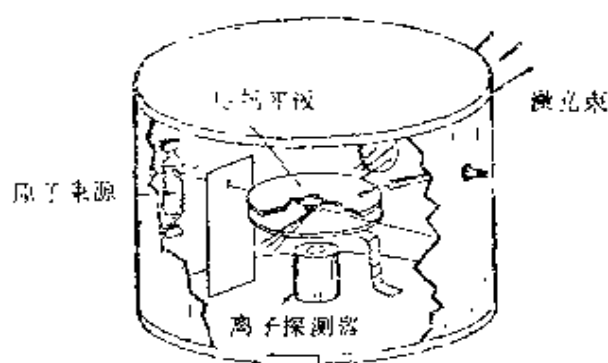


图 3-2-17

2. 测量

用上述装置对锂原子 $n=28$ 到 $n=39$ 里德伯态的探测：用三个激光束激发锂原子束，头两个激光束先将原子激发到锂的一个中间激发态，例如： $n=3, l=0$ ，然后由第三个激光束连续调谐到选择的里德伯原子态。通过连续改变第三个激光束的频率，实验上可获得锂原子 $n=28$ 到 $n=39$ 一系列里德伯原子态(图3-2-18)。可选择激发特定的里德伯原子高激发，用以研究里德伯原子一系列奇特的物理性质。

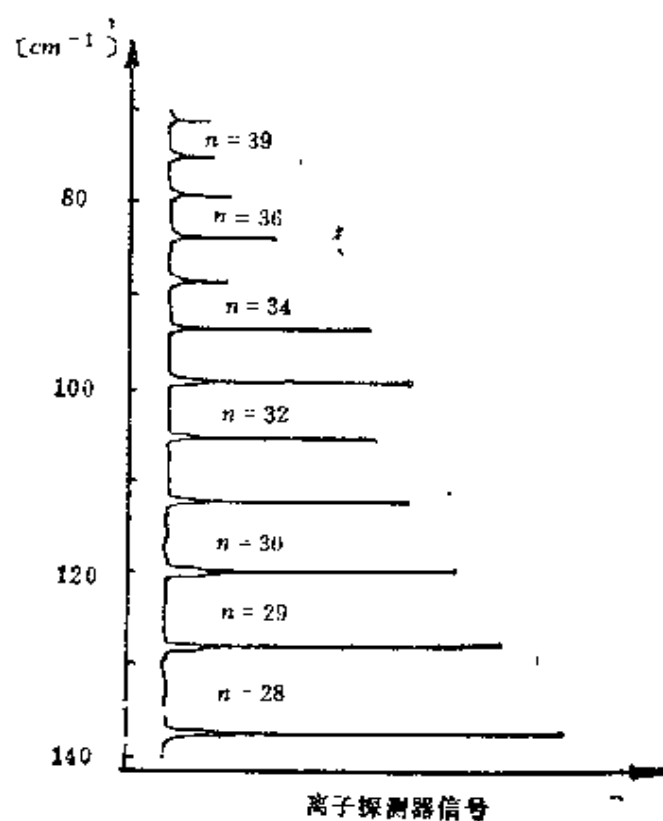


图 3-2-18

第三章 磁共振

一、顺磁共振

在外磁场中，顺磁原子中未成对电子与射频电磁波相互作用时，在顺磁性原子的磁能级间出现的共振跃迁现象，称为电子顺磁共振（EPR）或顺磁共振。是苏联科学家扎沃伊斯基（И.К. Завойский）在1945年首先发现的。顺磁共振对原子 g 因子的测定，以及分子结构和固体、液体结构的研究都起了很大的作用。

1. 原理

按量子理论，电子磁矩与外磁场的相互作用而产生塞曼分裂，相邻的两个不同磁量子数表征的磁能级间能量为：

$$\Delta E = g\mu_B B$$

g 为朗德因子， μ_B 为玻尔磁子， B 为磁感应强度，磁场在0.1—1特斯拉范围内时，磁能级之间的能量间隔相当于微波区域的光子能量。如在垂直于外磁场方向再加上频率为 ν 的交变磁场，当原子与电磁波相互作用时，顺磁原子从电磁波吸收能量产生共振，共振频率 ν 满足：

$$\nu = \frac{\Delta E}{h} = \frac{g\mu_B B}{h}$$

h 为普朗克常数。顺磁共振满足磁偶极跃迁的选择定则： $\Delta M = \pm 1$ ， M 为磁量子数。

2. 顺磁共振波谱仪

如图 3-3-1 所示，速调管产生一定频率的微波，经波导传到谐振腔。腔内放置样品，置于电磁铁产生的均匀磁场 B 中。实验中固定微波频率，不断改变磁场 B 以满足共振条件。样品在共振

时吸收微波能量，由高频二极管探测接收，形成右下图谱线的信号。左下图表示磁能级间隔 ΔE 随磁场变化的关系。为了观测方便和提高测量灵敏度，还常采用调制磁场的技术。

顺磁共振又称电子自旋共振（*ESR*）。很多情况下顺磁共振的谱线比较复杂，谱线出现的精细结构和超精细结构分别来源于原子所在的晶体中周围其它带电粒子对顺磁原子的影响和原子核的磁矩。氢原子束的顺磁共振实验发现 g 因子值比狄喇克理论预言的 $g=2$ 略大，之后用原子束和氢原子气体的顺磁共振精确测定 g 值，证实了量子电动力学的正确性。

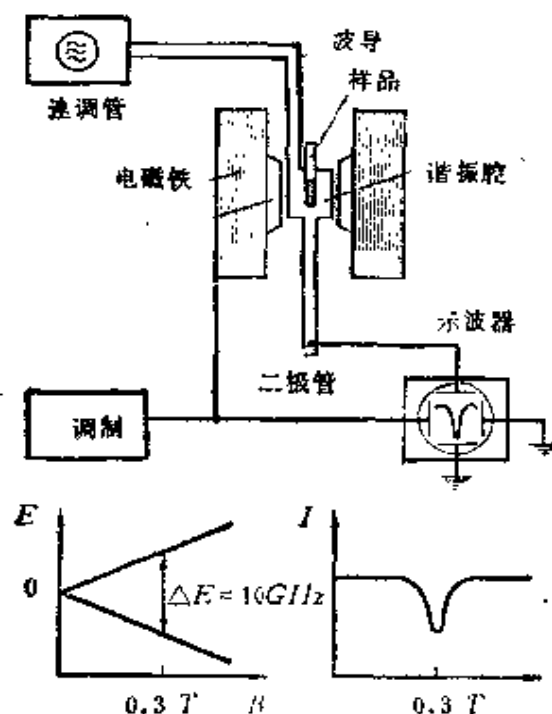


图 3-3-1

二、核磁共振

在外磁场中，磁矩不为零的原子核与射频电磁波相互作用，在磁能级间发生共振跃迁的现象，称为核磁共振（*NMR*）。是珀塞尔（E·M·Purcell）和布洛赫（F·Bloch）等人在1946年发现的。

1. 原理

与电子顺磁共振类似，核磁共振是核自旋磁矩与外磁场的相互作用而产生塞曼能级的分裂，相邻的两个不同磁量子数表征的核磁能级间能量为：

$$\Delta E = g_I \mu_N B$$

g_I 是核的朗德因子， μ_N 为核磁子， B 为磁感应强度。由于 μ_N 比玻尔磁子小约三个量级，核磁共振的频率在无线电射频范围(MHz)。如垂直于外磁场方向加上频率为 ν 的电磁波，原子核与电磁波相互作用，从电磁波吸收能量产生共振，共振频率 ν 满足：

$$\nu = \Delta E/h = \frac{g_I \mu_N B}{h}$$

h 为普朗克常数。核磁共振满足选择定则 $\Delta m = \pm 1$ ， m 为核的磁量子数。

2. 核磁共振谱仪

如图3-3-2所示，样品放在玻璃管内并置于均匀磁场内，射频

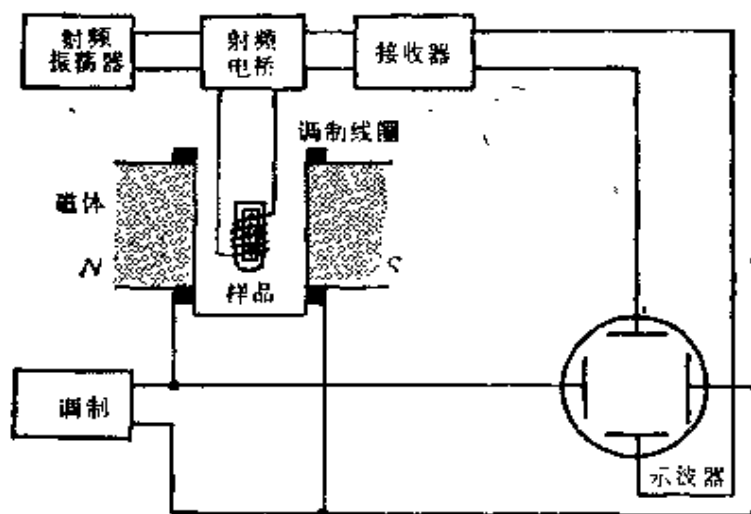


图 3-3-2

场通过电桥提供给样品，线圈的轴与恒定磁场 B 相互垂直。测量核磁共振可用固定频率连续改变磁场大小的扫场法，或固定磁场而连续改变频率大小的扫频法。核磁共振时样品吸收电磁波能量，被接收线圈所探测，经放大后记录。

核磁共振方法可测量核磁矩，还可精确测量磁场，有着广泛的应用。在化学方面特别是对液态有机化合物的研究是最重要的应用之一。此外利用在物体不同处场强互不相同的磁场，在各点上产生互不相同的核磁共振频率，对应共振核的空间分布。借助于电子计算机并利用与X射线断层照相类似的方法，可重组出原来的图像，称为核磁共振成像。核磁共振人体成像技术已成为诊断疾病的有力工具。

三、射频光频双共振

原子的射频或微波频率的磁共振和光学频率的共振同时发生时称为射频光频双共振现象。射频光频双共振实验方法已成功地用于研究受激态原子精细和超精细能级结构和受激态原子的寿命。

1. 原理

微波波段多普勒增宽较光学频率区域多普勒增宽约小五个数量级。多普勒增宽 $\Delta\nu_D = \nu(v/c)$ ，如设 $T \simeq 300\text{K}$ ，原子速度 $v \simeq 10^3\text{m/s}$ ，则 $v/c \simeq 10^{-6}$ 。可见光频率 $\nu \simeq 10^{14}\text{Hz}$ ， $\Delta\nu_D \simeq 100\text{MHz}$ ，而微波在厘米波段 $\nu \simeq 10^9\text{Hz}$ ， $\Delta\nu_D \simeq 10^3\text{Hz}$ 。因而在受激态上进行射频谱实验的分辨率将只受自然线宽的限制，有效地消除了多普勒增宽。对于原子受激态的磁共振，通常由于激发态的粒子数非常少，而不能直接观察到这些激发态的磁共振。但若用光频率的共振把原子抽运到所要研究的激发态上，只要抽运光足够强，就可产生足够多的处于激发态的粒子布居数，这时可获得很强的共振信号。

图3-3-3(a)给出汞原子激发态 6^3P_1 原子能级双共振示意图。核自旋 $I = 0$ ，激发态在磁场中分裂为三个子能级，基态为 1S_0 。若用线偏振 (π) 的共振光把原子从基态抽运到激发态 $m_J = 0$ 的子能级上，只要光足够强，处在激发态的原子就足够多。从激发态 $m_J = 0$ 子能级自发跃迁回到基态，产生 π 偏振光。当发生磁共振时，原子从 $m_J = 0$ 的子能级跃迁到 $m_J = 1$ 或 $m_J = -1$ 的子能级。

上, 从这两个能级自发跃迁产生 σ_+ 和 σ_- 偏振荧光, 只要检测荧光偏振状态的变化, 便可检测到来自激发态的强的磁共振信号。

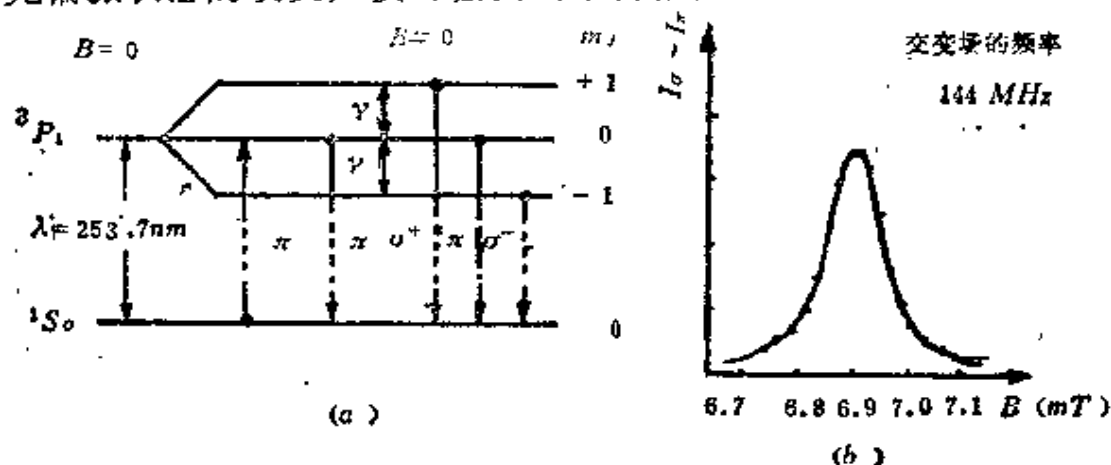


图 3-3-3

2. 实验装置和测量

如图 3-3-4 所示, 汞原子样品池置于两对线圈的中心, 一对亥姆霍兹线圈产生恒定磁场 B , 另一对线圈产生高频交变磁场。

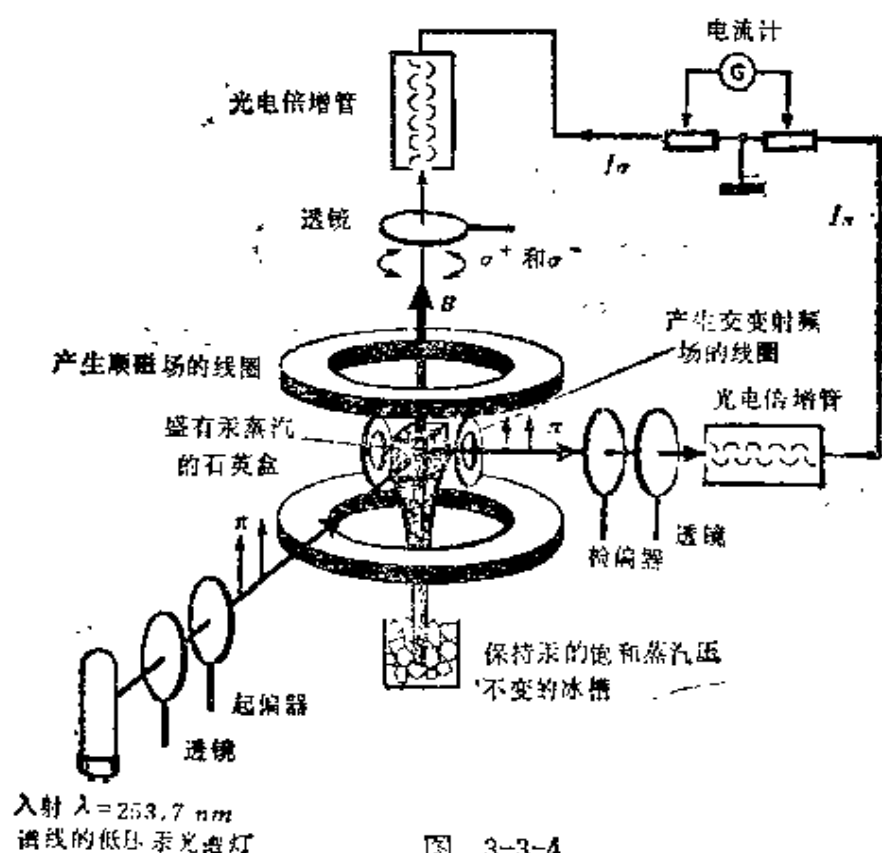


图 3-3-4

线偏振入射光激发原子从基态到受激态，在高频场作用下产生磁共振。分别在沿 B 和垂直于 B 方向接收 σ 和 π 偏振共振荧光，实验中固定微波频率，慢扫磁场 B ，得到电流 $I_{\sigma}-I_{\pi}$ 与 B 的关系曲线（见图3-3-3(b)）。可从实验推得激发态能级的朗德 g 因子。

射频光频双共振实验中，通过光抽运增加磁共振能级间的布居数差并用光频偏振荧光探测磁共振，使灵敏度大大增加；同时有效消除了多普勒效应，与传统光谱方法相比，既保持了传统光谱学方法的探测灵敏度高，又兼有磁共振方法分辨率高的优点。

四、光抽运实验

光抽运亦称光泵实验，也是一种双共振实验方法。它借助于光频共振光辐射而获得原子布居数的重大变化，可用于研究原子基态塞曼和超精细能级结构。以很高精度测定许多原子的 g 因子和超精细结构常数等。

1. 原理

通常原子束或气态原子密度低，信号弱，难于直接观察到基态磁共振信号。如果用一定频率和偏振光束将原子抽运到激发态，然后让它再返回基态，则可以增加基态各子能态之间的布居数差，这时再观察基态磁共振，共振信号就大为加强。

现以钠原子 D 线为例说明：图3-3-5(a)表示钠原子从基态 $^2S_{1/2}$ 到 $^2P_{1/2}$ 跃迁的塞曼能级图。在磁场作用下，基态和激发态各分裂为两个子能级（ $m_j = \pm 1/2$ ）。若用左旋圆偏振光 σ_+ 的共振光把原子从基态 $m_j = -1/2$ 子能级抽运到激发态 $m_j = 1/2$ 子能级上，两个可能的自发辐射过程是回到基态 $m_j = -1/2$ 子能级发射 σ^+ 偏振光或回到基态 $m_j = 1/2$ 子能级而发射 π 偏振光。原子经过激发与自发辐射多次反复，能使大部分原子布居在基态 $m_j = 1/2$ 子能级上，从而使基态的两个子能级的粒子布居数差大大增加，光抽运使两个基态子能级间的磁共振信号大大增强。

2. 实验装置和测量

图3-3-5(b)为光抽运实验装置示意图。来自钠光灯的 σ_+ 偏振光入射到钠原子样品室,恒定磁场 B 平行于入射光方向,钠原子从基态 $m_j = -1/2$ 子能级被光抽运到基态 $m_j = 1/2$ 子能级上。基态子能级间布居数的平衡可以借助于弛豫过程,例如使钠原子与容器壁的碰撞等,如果弛豫过程不够迅速,也可通过垂直于恒定磁场的高频交变磁场 B_1 用微波磁共振方法在基态子能级间引入跃迁,以增加基态吸收泵光的原子数。用光电倍增管探测透过钠原子样品室光强的变化可决定光抽运过程基态原子布居数的变化。

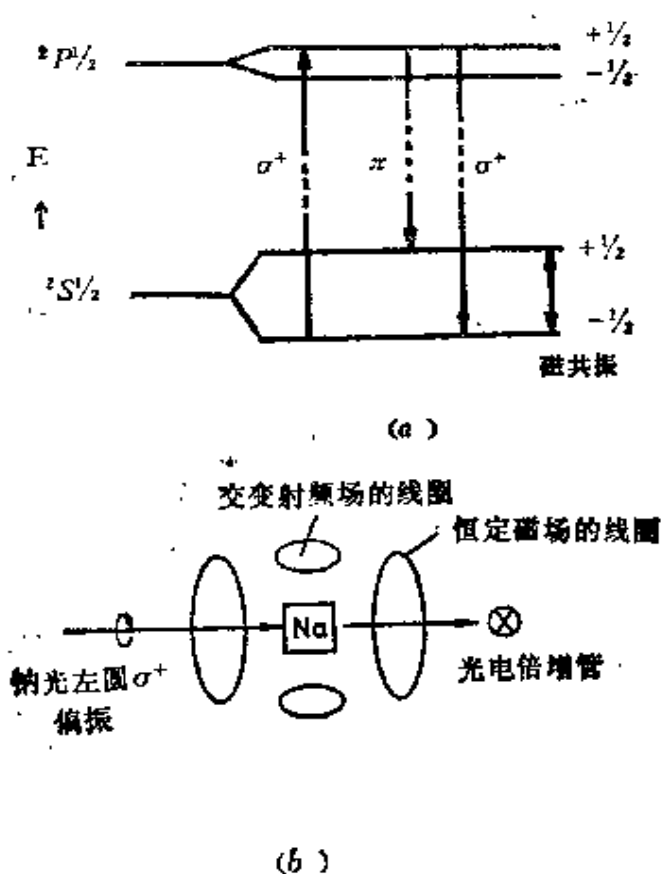


图 3-3-5

五、原子束磁共振实验

美国科学家拉比 (I.I.Rabi) 等人发展的原子束(或分子束)磁共振方法是早期斯特恩和盖拉赫进行的原子束实验的推广。目

前已广泛用于测量原子基态的超精细结构,从而精确测定核磁矩。

1. 拉比原子束磁共振法

在高真空中定向运动的原子(或分子)形成原子束(或分子束)。通常在炉中加热有关物质原子,原子束源通过精细的狭缝和一系列准直孔径进入高真空室($\sim 7 \times 10^{-5} \text{ Pa}$)。实验装置如图3-3-6所示,图中磁铁C提供恒定磁场 B ,高频交变磁场 B_1 垂

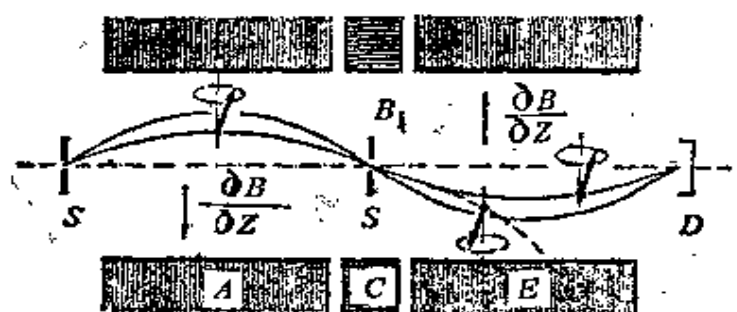


图 3-3-6

直于恒定磁场。 S 是入射原子束,通过三个磁体 A, C, E 由探测器 D 接收。图中 A, E 是沿 Z 轴非均匀磁场,其强度相同,为 $\frac{\partial B}{\partial Z}$,但方向相反。这两个磁场用以选出具有相同磁矩 μ_z (或核磁矩)

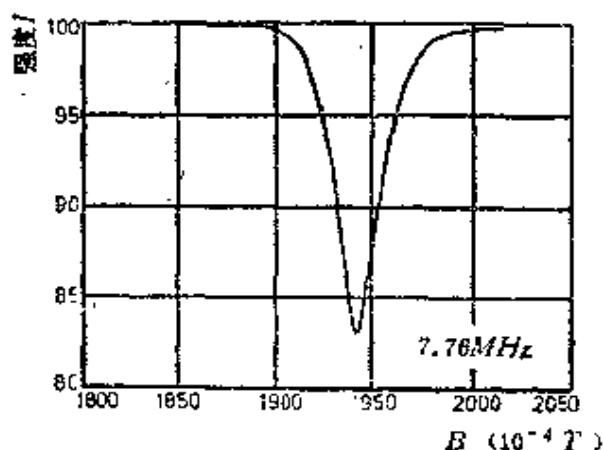


图 3-3-7

的原子,称为磁选择器。如果原子在 C 区满足共振条件,磁矩为 μ_z 的原子将产生共振吸收,从探测器接收到的原子数减少,对应于强度的极小值。

图3-3-7是典型的氟核的原子束磁共振实验曲线。

2. 高精度原子束磁共振法

如要在超精细结构的测定中得到最大可能的精确度,共振谱

线应当窄，而共振曲线的宽度反比于原子穿过C区的时间 t 。在这个区域内，原子同时受到射频电磁场 B_1 和均匀磁场 B 的作用，因此要求 t 长些。然而由于原子束的速度不易调整，保持长范围内场的均匀性显然也是很困难的。拉姆齐（N·F·Ramsey）设计了一种解决这问题的巧妙装置（见图3-3-8）。原子通过非均匀场A后进入长度为 L 的均匀磁场B区域，在距两端为 l 的范围内，原子受到两个分离射频场的作用，共振曲线如图3-3-9所示的形状。由 $t = l/v$ 可推出虚线的包迹的宽度。其中 v 是原子平均速度，而共振的窄中心峰的宽度与时间 $T = L/v$ 有关，因而以很高的精度决定中心峰的位置。

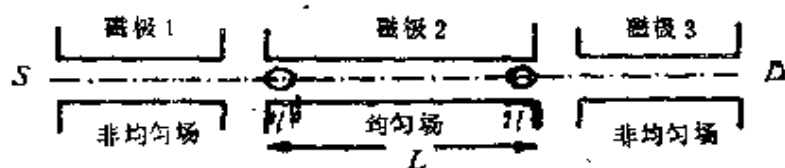


图 3-3-8



图 3-3-9

原子束的探测器一般都处在真空中，通常采用电离技术探测。对于电离势较低的原子，当用原子束去轰击金属表面时，原子因碰撞失去电子而成为正离子，测量离子流即可检测原子数。对于束中较高电离能的原子，可借原子束粒子轰击固体表面时所产生的次级电子来探测粒子数，通常用电子倍增器进行计数以提高检测的灵敏度。

六、铯束原子钟

以铯原子的吸收谱线为基准的频率稳定信号源作为测量频率和时间的标准，称为铯束原子钟。

铯束原子钟以单价铯原子天然同位素 ^{133}Cs 的基态超精细能级的跃迁频率为参考，核自旋 $I = 7/2$ ，基态超精细能级 $F = 4$ 和 $F = 3$ 的间隔频率 ν_{HFS} 为9192631770Hz，处于微波波段。用原子束磁共振方法，铯原子束可从200℃的铯炉获得，必须对原子系统进行磁选态，使大多数原子处在所需特定状态。铯束原子钟与光抽运铷原子钟类似，由石英晶体振荡器被伺服控制于超精细跃迁频率的分谐波。此频率 ν 只与均匀磁场 B 的二次方有关，对 ^{133}Cs ，可写成：

$$\nu = \nu_{HFS} + 426B^2$$

式中 ν_{HFS} 为零场频率，用约为 $5.0 \times 10^{-8}\text{T}$ 磁场强度就可将零场超精细结构共振和其它有场的超精细跃迁分开。磁场保持恒定到百分之一就可使频率稳定到 10^{-11} 。目前国际上以实验室铯束原子钟为基准，最好的频率准确度已达到 10^{-14} 数量级。

七、光抽运铷频标

用光抽运方法以铷原子的超精细能级间的共振作为频率标准。

光抽运铷频标利用原子对特定频率光的选择吸收而得到某一特定的原子态。以 ^{87}Rb 基态超精细结构能级间的跃迁频率6834683613Hz为参考。

图3-3-10是光抽运铷频标原子钟的方框图。来自 ^{87}Rb 灯的光穿过 ^{85}Rb 滤光器照射 ^{87}Rb 原子的抽运池，池被密封在微波腔中。共振所要求的微波功率由温度稳定、电压调谐的5MHz石英振荡器输出频率倍增获得。当石英振荡器调整到输出频率的第1368次谐波接近6835MHz时，在 ^{87}Rb 基态的超精细能级间发生共振吸收。振荡器伺服控制于原子超精细频率的分谐波。用光透射检测技术探测磁共振和提供频率控制伺服系统的输入。

光抽运铷频标的频率稳定度和准确度均不如铯原子束频标，但它具有结构简单、紧凑，使用方便的优点，通常用作轻便的二

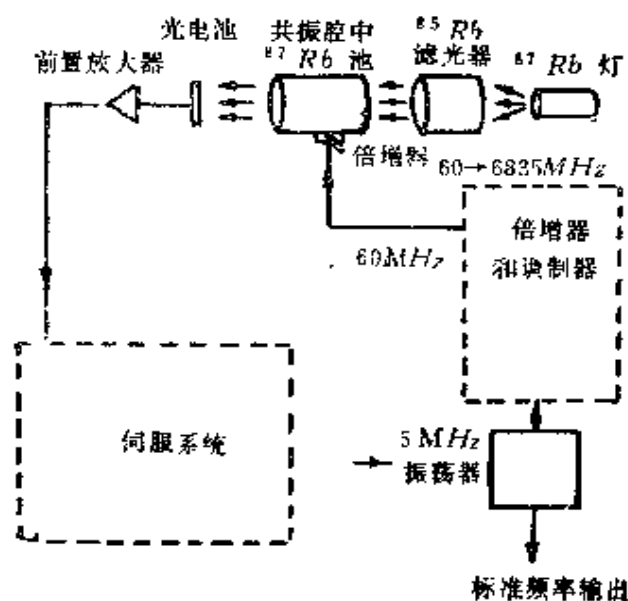


图 3-3-10

级频率标准或原子钟。

八、氢原子激光器频标

由氢原子基态超精细能级间产生的受激发射信号作为测量频率的标准。

1960年，戈德伯格(M·L·Goldenberger)等人首次报道了1420MHz的氢超精细频率的微波激光振荡。氢原子基态的超精细结构在外磁场作用下产生的塞曼子能级与磁场强度的关系，如图3-3-11所示。

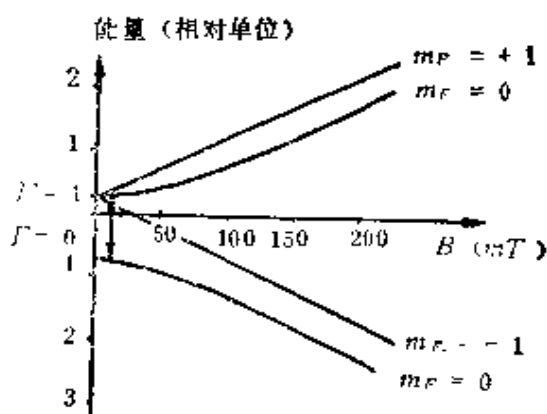


图 3-3-11

图3-3-12表示典型的氢微波激光器简图。热离解氢分子可得到基态的氢原子。氢原子沿OZ方向进入态选择器（沿OZ轴的磁场为零，离开轴的空间，磁场将逐渐增大）。 $F=0$ 和 $F=1$ ， $M_F=-1$ 的态（见图3-3-11）中的氢原子具有离轴运动的趋势；

相反地， $F = 1$ ， $M_F = 0$ 和 $M_F = 1$ 态中原子将被迫趋向选择器的轴向，因为最稳定的态是能量最小的态。原子束离开磁场区进入石英泡共振腔中，在共振腔中 $F = 1$ 态的原子数比 $F = 0$ 态的原子数要多，满足粒子布居数反转。当共振腔频率调谐到超精细能级分裂的频率时，产生微波受激发射激光振荡输出。

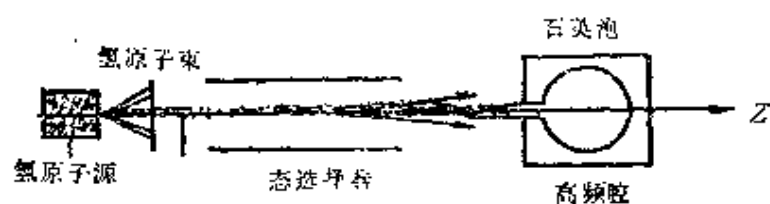


图 3-3-12

氢原子激射器频标是以氢原子基态超精细能级间的跃迁频率 $1420405751.768(28)\text{Hz}$ 为基准。输出功率很低 ($\sim 10^{-12}\text{W}$)，与铯束原子钟和其它原子和分子的频标相比，振荡频率是最稳定的。

第四章 原子激发态寿命的测量

一、原子束的瞬时激发法

原子束中的瞬时激发可以将受激原子辐射谱线的光强与时间的指数衰变转换成强度的空间变化。

1. 原理和实验装置

一个含有蒸汽的容器通过小孔和一个高真空室相联，产生原子束（见图3-4-1(a)）。真空室内压强低于 10^{-3}Pa ，原子的平均自由程大于室的线度，因而原子在 OZ 轴方向的直线运动中不会相互碰撞。用小孔 A 选择速度沿 OZ 轴的原子，由一细电子束进行轰击，使原子束内的原子在 O 点受到激发，受激原子在 OZ 方向一定长度内自发辐射衰变。用沿 OZ 轴方向可移动的透镜和光电探测器系统通过透明窗口测量光强变化：

$$I(t) = I_0 e^{-t/\tau}$$

令距离 $Z = vt$ ，作简单变换，上式可写成：

$$I(Z) = P_0 e^{-Z/v\tau}$$

式中 I 为受激原子自发辐射光的强度， τ 为受激态的寿命， v 为原子运动速度。这样就实现了受激原子光强与时间的变化转换为光强与空间的变化。

2. 测量

图3-4-1(b)示光强 I 与 Z 的实验测量曲线，可直接决定受激态的寿命 τ 。作为一级近似，上式能很好描述实验结果。精确的还必须计其原子束内的速度分布，主要困难是由于 v 一般为 10^3m/s 的量级，即使对较长的寿命 τ 约为 $1\mu\text{s}$ ，也仅产生量级为 1μ 的

空间距离，以致难以测量。这种方法只适用于特别长寿命的例外情况，例如锌的共振能级 4^3P_1 ，实验测量结果 τ 约为 $30\mu s$ 。由于利用小型现代加速器可以获得速度大于 $10^6 m/s$ 的单能离子，这种实验方法已在离子束箔光谱学中推广和广泛应用。

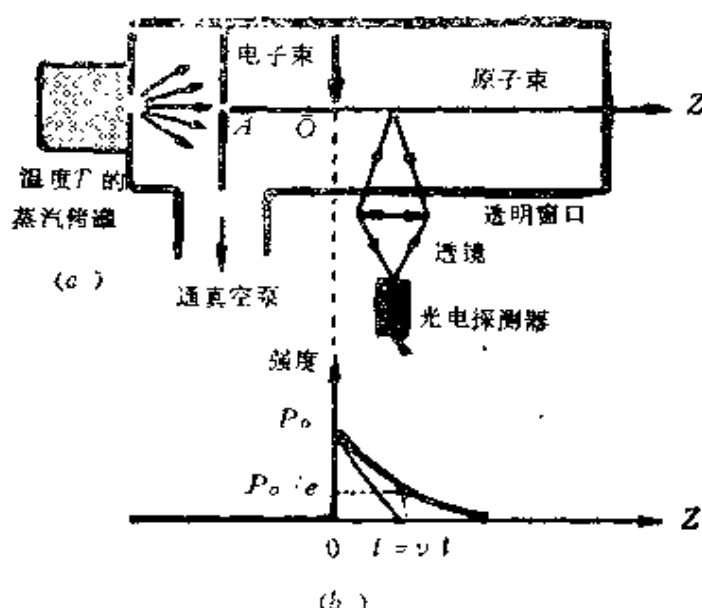


图 3-4-1

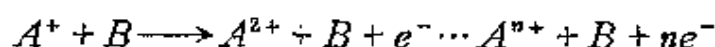
二、束-箔法

快速离子在穿过固体箔靶的过程中被激发，当它退激发时会发射出能量相应光子，通过发射的衰变可测量离子的寿命。

1. 原理

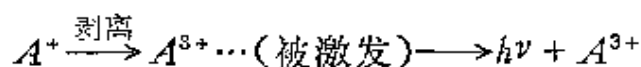
与原子束瞬时激发很类似，是以光强与时间有关的衰变转换为光强与空间变化为基础。

被 $10^5 eV \sim 10^6 eV$ 能量所加速的离子束通过极薄的碳箔做成的靶（箔厚度 $\sim 1\mu$ 量级），箔引起速度的减少仅为百分之几，由于离子穿过箔靶时会产生电荷交换的过程，使离子进一步电离处于各种电离态，这过程称为剥离反应。例如：



A^+ 为离子， B 为箔靶的原子，入射离子中形成了多次电离，处于

受激态的离子将通过自发辐射衰变回到相应离子的基态：



由于受激离子的速度很高（ $\sim 10^6 \text{m/s}$ 量级），对于 10^{-6}s 寿命的离子，就能在几十cm的长度上观察到光的发射，因而可以作准确的寿命测量。

2. 实验装置和测量

从范德格拉夫加速器、磁分析器选出单一类型高能离子通过薄碳箔，经剥离反应，受激离子通过自发辐射衰变，用可移动单色仪和探测器系统记录光强与离箔距离的衰变曲线，直接确定该能级的寿命（见图3-4-2）。

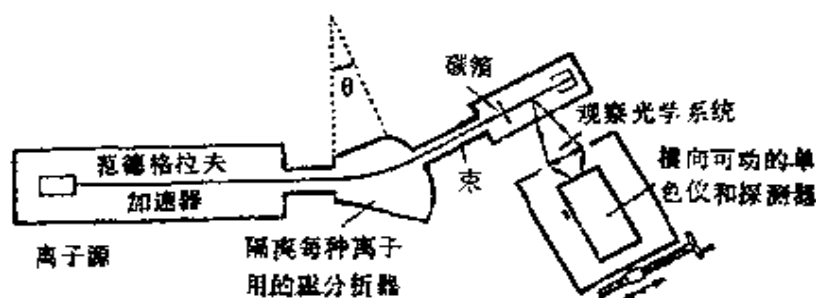


图 3-4-2

由于全离子离子源和重离子加速器的发展，几乎已能研究元素周期表中的任何元素。束箔法可用以研究其它实验室光源中不易激发的能级的寿命。束中离子的退激发过程发生在 10^{-4}Pa 的高真空中，离子束本身密度低，离子在衰变过程不受碰撞的影响，且受激离子束的化学纯度很高。

然而大多数情况下，束箔作用同时形成许多激发态，级联效应往往不可避免，某一谱线上能级的寿命的测量往往受到引起级联效应的较高能级寿命的影响，因而这时的测量结果必须作为几个指数衰变曲线之和来分析。图3-4-3是 $\text{He}^+ 30.4 \text{nm}$ 跃迁探测到的光子数目随箔位置变化的半对数坐标图。图中“·”是修正了背景的结果，“▲”是修正了背景和级联效应后的结果。测量

值: $\tau(2^2P) = 0.97(3) \times 10^{-10} \text{ s}$ 。理论计算 $\tau(2^2P) = 0.998 \times 10^{-10} \text{ s}$ 。实验表明对于快速衰变能级, 即使存在慢得多的分量, 获得准确的寿命测量值仍是可能的。束箔光谱法允许测量很短的寿命, 测量范围目前超过了大部分其它方法所能达到的。

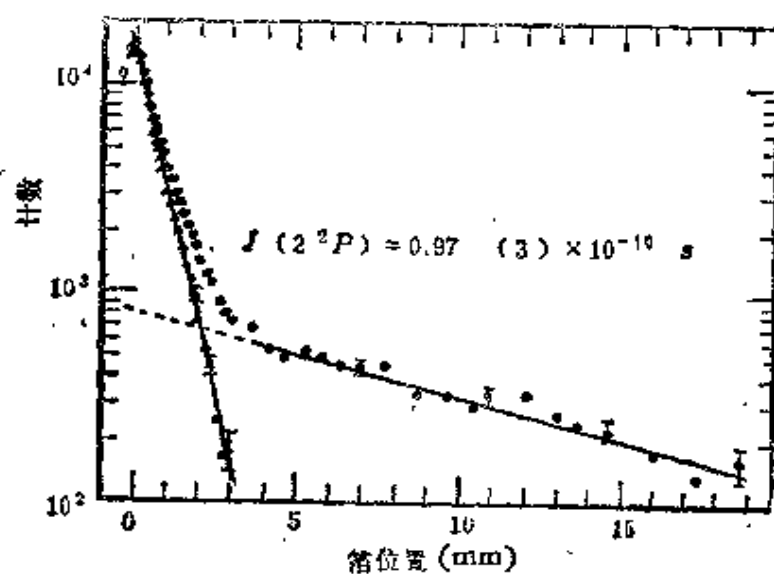


图 3-4-3

三、突然截断激光激发的快束法

突然截断激光激发的快离子束方法是用现有高功率激光器进行选择性的光学激发以代替碳箔, 它可避免在束箔法中产生的与辐射级联相关的问题。

突然截断原子的激发过程后, 可研究某受激态到低能态的自发辐射跃迁。光强随时间的变化: $I = I_0 e^{-t/\tau}$, 从而确定受激态寿命 τ 。被激发原子激发态的寿命是 $10^{-7} \text{ s} - 10^{-9} \text{ s}$ 量级, 除了必须采用非常快的记录方法外, 还需要在比寿命短很多的时间内完成突然地截断激发。

现采用激发与快离子束相互作用, 选择性地使离子共振激发到某一确定能级。例如最早用氙离子激光器输出激发加速到 300 keV、3 μA 的 Ba^+ 离子束。调整激光束与离子束间的夹角, 将激光

调谐到 B_1^+ 的455.4nm共振谱线($6^2S_{1/2}-6^2P_{3/2}$)。在455.4nm获得了很好的荧光信号,得到了衰变曲线,而且发现曲线只包括单一的指数分量。分析得到 $\tau(6^2P_{3/2}) = 6.20(2) \times 10^{-9}s$ 。由于采用了选择性共振激发,有效避免辐射级联效应。还可以采用可调谐染料激光器激发特定的快离子共振谱线,研究其它原子、离子的受激态寿命。

四、电子激发的多道延迟符合法

将核物理中熟知的多通道分析器和延迟符合技术结合并加以适当改进就成为多通道延迟符合法,它已成为广泛应用于多种原子、分子和离子的受激能级寿命测量的最准确方法之一。

图3-4-4为多道延迟装置示意图,原子被脉冲电子枪发射的电子轰击激发到受激态。如在 $t=0$ 时截止激发,在 $t=t+\Delta t$ 时间间隔内,分光计将发射光子分出来,并由光电倍增管接收探测。

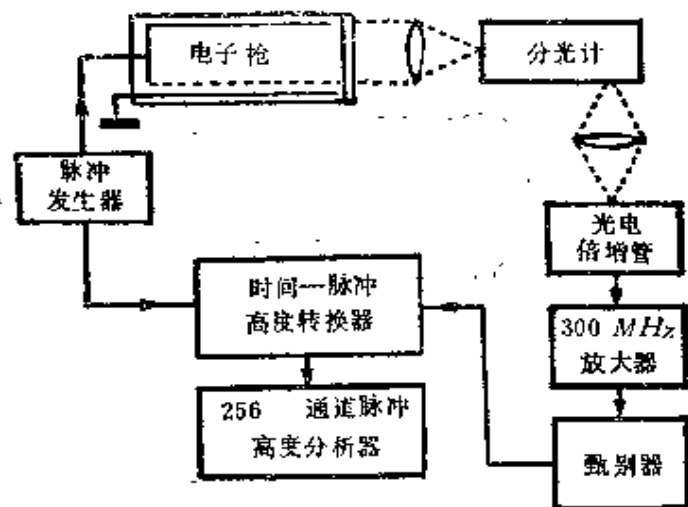


图 3-4-4

产生的电压脉冲被放大并加到时间-脉冲高度转换器输入多道分析器。分析器记忆元件中第 n 个地址的计数 N 对应一定时间间隔内光电子所产生的脉冲,它正比于在那个时间出现的受激原子数目。多道分析器最后给出计数 N (半对数)与时间衰变曲线,从

而直接决定激发态寿命。

由于电子激发引起辐射级联效应，衰变曲线常由多分量指数项叠加组成。如采用能量分布很窄的电子束，并靠近被研究能级的激发阈值或改用光激发（如脉冲染料激光器等），就可消除级联效应。

五、谱线宽度法

通过与能级的自然宽度有关的谱线宽度来测定原子寿命的方法。

原子受激态的寿命 τ 与能量的不确定值 ΔE 满足测不准关系： $\Delta E \cdot \tau \approx \hbar$ ，式中 $\hbar = \hbar/2\pi$ ， h 为普朗克常数。能级具有一定宽度，使能级间跃迁的光谱线具有一定宽度，即自然宽度： $\Delta\nu = \Delta E/h$ 。从测定谱线自然宽度就可以决定受激态的寿命 τ 。

通常由于辐射原子无规则热运动，谱线增宽包括多普勒增宽和谱线的自然宽度，而且多普勒展宽比自然线宽大两个左右数量级。然而由于现代光谱学的发展，已产生多种实验方法和技术用以限制和消除多普勒展宽。例如射频光频双共振，能级交叉法等，使谱线宽度只与自然宽度有关。现已用这些方法测定多种原子如碱金属，汞，锌，钙，稀有气体等激发态的寿命。

第五章 辐射源和加速器

一、辐射粒子

辐射粒子通常是指具有一定动能的原子或一些亚原子粒子。它们主要来源于原子核衰变、加速器、反应堆和宇宙射线等。通常的辐射粒子有中子、质子、氘核、 α 粒子、电子、 γ 光子、裂变碎片及其它重离子。表3-5-1列出了几种常见的辐射粒子的性质。

表 3-5-1

种 类	符 号	电荷数	静止质量 (u)	平均寿命
中 子	n	0	1.008665	10.8min
质 子	p	1	1.007825	稳定
氘	d	1	2.014102	稳定
氚	T	1		
α 粒子	$\alpha, {}^4\text{He}$	2	4.002603	稳定
电子(β^- 粒子)	$e^-(\beta^-)$	-1	0.000549	稳定
正电子	$e^+(\beta^+)$	1	0.000549	$8.4 \times 10^{-13}\text{s}$
π 介子	π^0	0	0.14503	稳定
	π^\pm	± 1	0.14998	$2.6 \times 10^{-8}\text{s}$
γ 射线	γ	0	0	稳定
中微子	ν	0	约为0	稳定
裂变碎片				
轻碎片(平均值)		~ 20	约为95	
重碎片(平均值)		~ 22	约为139	

二、放射源

能够提供一定能量和一定强度核粒子的放射性核素都可称做放射源。在实验核物理及其应用，放射源常用来对探测系统的性能、效率及能量等进行检验和刻度。为使用方便人们专门制造了适用于不同目的的放射源。从实用上来说，选择放射源一般考虑三个因素：出射粒子种类和能量，半衰期和活度。我国的商品放射源按照活度的准确度分为参考源和工作源。一级参考源误差为1—2%，二级参考源误差为3—5%。工作源的活度未经准确测量，主要用于剂量仪器的监测。放射源都有明显的标志和一定的防护措施，合理使用对人体危害不大。

1. 放射性 α 粒子源

一些天然重核素能够自发地发生 α 衰变，放射出 ${}^4\text{He}$ 粒子，其能量约在4~6MeV之间，可能有一个或几个能量组，每组能量值都是单能的。 α 放射源的活度一般为 $10^3\sim 10^6$ 贝可(Bq)。表3-5-2列

表 3-5-2

同 位 素	半 衰 期	α 粒子能量(MeV)	相对强度 (%)
${}^{241}\text{Am}$	433a	5.486	85.2
		5.443	12.8
${}^{239}\text{Pu}$	$2.41\times 10^4\text{a}$	5.155	73
		5.143	15.1
		5.103	11.5
${}^{238}\text{Pu}$	87.7a	5.499	72
		5.457	28
${}^{210}\text{Po}$	138.4d	5.305	100
${}^{235}\text{U}$	$7.04\times 10^8\text{a}$	4.401	57
		4.365	18
${}^{238}\text{U}$	$4.47\times 10^9\text{a}$	4.196	77
		4.149	23
${}^{244}\text{Cm}$	18.11a	5.805	76.7
		5.763	23.3

出了一些常用的 α 放射源的一些特性。放射源一般用金属箔或其它材料覆盖着, 为保持 α 粒子原来能量及其单能性质, 覆盖层尽可能薄。

2. 放射性 β 粒子源

β 放射源是发生 β 衰变的放射性同位素, 有两种: β^- 和 β^+ 。它们的 β 能谱是连续的, β 射线最大能量从18keV到2MeV左右。表3-5-3列出了一些常见 β 源的性质。此外, 还有一些内转换电子源, 它们放射出的电子是单能的。例如 ^{207}Bi 、 ^{109}Cd 、 ^{141}Ce 、 ^{193}Au 和 ^{137}Cs 等。

表 3-5-3

核 素	半 衰 期	$E_{\beta_{\max}}$ (MeV)	E_{γ} (MeV)
^3H	12.33a	β^- , 0.018	/
^{14}C	5730a	β^- , 0.156	/
^{32}P	14.28d	β^- , 1.709	/
^{45}Ca	163d	β^- , 0.257	/
^{60}Co	5.271a	β^- , 0.318	1.17, 1.33
^{65}Zn	241.1d	β^+ , 0.325	1.12
^{90}Sr	28.8a	β^- , 0.546	/
^{90}Y	64.1h	β^- , 2.274	/
^{131}I	8.04d	β^- , 0.606	0.364
^{137}Cs	30.17a	β^- , 0.512	0.662
^{198}Au	2.696d	β^- , 0.961	0.412
^{203}Hg	46.8d	β^- , 0.212	0.279
^{204}Tl	3.77a	β^- , 0.763	/
^{22}Na	2.60a	β^+ , 0.55(90.5%)	0.51, 1.28
^{58}Co	70.8d	β^+ , 0.474(15%)	0.51—1.68
$^{68}\text{Ge} + ^{68}\text{Ga}$	238d, 68.1min	β^+ , 1.9(90%)	0.51, 1.08
$^{44}\text{Ti} + ^{44}\text{Sc}$	47.3a, 3.9h	β^+ , 1.47(95%)	0.51, 1.16, 0.078, 0.068

3. γ 放射源

原子核由高能级激发态向较低能级跃迁时发射 γ 射线。因此,

γ 放射源实际上是 β 衰变处于激发态的子体。 γ 射线发射是“瞬时”的，它的半衰期取决于 β 衰变的半衰期。跃迁产生的 γ 射线能量是单能的。由 β 衰变得到的 γ 放射源的能量一般低于4MeV。

γ 放射源种类很多应用也很广。高活度（居里级以上） γ 源用于辐照；中等活度（ \sim 毫居里） γ 源用于仪表及分析工作；低活度（ \sim 微居里） γ 源用于校刻仪表（能量、效率等）。不同目的可选用不同的 γ 源。适于实验室级用于能量和效率刻度的 γ 放射源列于表3-5-4。

表 3-5-4

核 素	半 衰 期	E_{γ} (keV)	相对强度 (%)
^{57}Co	268d	14.359	37
		121.969	26
		136.328	27
^{203}Hg	47d	70.830	4
		72.871	4
		82.572	4
		84.918	4
		279.150	20
		569.62	6
^{207}Bi	30a	583.139	23
^{228}Th	1.19a	2614.147	10
		661.632	69
^{137}Cs	30a	834.861	52
^{54}Mn	314h	1173.226	40
^{60}Co	5.26a	1332.483	46
		510.979	
^{22}Na	2.58a	1274.552	55
		898.01	7
^{90}Y	107d	1836.11	58

4. 核反应 γ 源

放射性同位素 γ 源发射 γ 射线的能量低于4MeV，而核物理实验和应用中，有时也需要更高能量的 γ 射线来校刻仪器。利用核反应方法可以获得较高能量 γ 射线，见表3-5-5。

表 3-5-5

γ 能量 (MeV)	共振反应	质子能量(keV)
1.368	$^{23}\text{Na}(p, \gamma)^{24}\text{Mg}$	1318
2.37	$^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$	457
2.587	$^{18}\text{O}(p, \gamma)^{19}\text{F}$	1168
3.51	$^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$	1698
3.872	$^{23}\text{Na}(p, \gamma)^{24}\text{Mg}$	1395
4.430	$^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$	
6.14	$^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$	341
6.328	$^{18}\text{O}(p, \gamma)^{19}\text{F}$	1168
7.805	$^{23}\text{Na}(p, \gamma)^{24}\text{Mg}$	1395
8.939	$^{23}\text{Na}(p, \gamma)^{24}\text{Mg}$	1417
9.371	$^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$	2483
10.54	$^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$	759
10.71	$^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$	922
11.50	$^{23}\text{Na}(p, \gamma)^{24}\text{Mg}$	1318
17.64	$^7\text{Li}(p, \gamma)^8\text{Be}$	

5. γ 本底源

通常在没有 γ 放射源时， γ 探测器也会探测到一定量的 γ 射线。这些 γ 射线称做本底。本底 γ 射线主要来自于探测器本身和环境材料中所含有的 γ 放射性核素以及宇宙射线。表3-5-6列出了一些 γ 本底的来源及能量。本底 γ 射线的计数随探测器大小与类型而强烈的变化，也随着探测器周围屏蔽程度而变化。

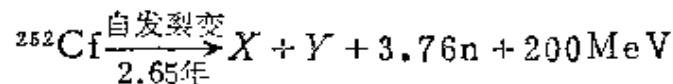
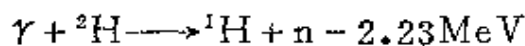
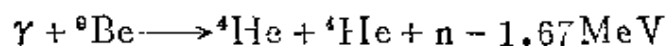
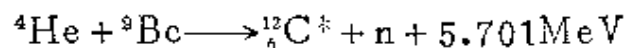
6. 同位素中子源

由天然放射性核素发射的 α 粒子或 γ 射线照射一些同位素靶

表 3-5-6

同位素	γ 来源	主要能量 (keV)
^{40}K	天然	1460.7
$^{106}\text{Ru}—^{106}\text{Rh}$	裂变产物	511.9, 632.3, 1050.5
$^{137}\text{Cs}—^{137\text{m}}\text{Ba}$	裂变产物	661.6
^{144}Ce	裂变产物	80.2, 133.4
^{144}Pr	裂变产物	696.4, 1488.4, 2185.8
^{208}Tl	^{232}Th 系列	583.1, 860.5, 2614.3
^{212}Pb	^{232}Th 系列	238.6
^{212}Bi	^{232}Th 系列	727.3
^{228}Ac	^{232}Th 系列	911.0, 938.8, 1538.3
^{210}Pb	^{226}Ra 系列	46.5
^{214}Pb	^{226}Ra 系列	242.0, 295.4, 352.0
^{214}Bi	^{226}Ra 系列	609.3, 768.1, 1120.0
^{226}Ra	^{226}Ra 系列	186.2

(例如 ^9Be 、 D_2O 等), 通过 (α, n) 或 (γ, n) 反应而产生中子, 或者由重核自发裂变(例如, ^{252}Cf)产生中子都称做同位素中子源。中子产生的过程如下:



x 、 y 表示自发裂变产物。

实际应用中根据 α 粒子来源又可称做Po-Be源、Pu-Be源和Am-Be源等。同位素中子源活度一般为 $10^4—10^8$ 中子/秒。中子产额低, 中子能量分布很宽。表3-5-7列出了一些常用的 (α, n) 中子源的特性。表3-5-8是人造 ^{252}Cf 自发裂变中子源的主要特性。

表 3-5-7

同位素	半衰期	中子平均能量 (MeV)	中子产额 ($10^6/s \cdot$ 居里 α)	10^6 中子的 γ 射线强度 (毫伦/h·m)
$^{210}\text{Pb}-\text{Be}$	22a	4.5~5.0	2.3~2.5	9
$^{210}\text{Po}-\text{Be}$	138.4d	4.2	2.3~3.0	0.04
$^{226}\text{Ra}-\text{Be}$	1600a	3.9~4.7	约为13	60
$^{227}\text{Ac}-\text{Be}$	21.8a	4.0~4.7	约为15	8
$^{238}\text{Pu}-\text{Be}$	88a	5.0	约为2.2	<0.5
$^{239}\text{Pu}-\text{Be}$	24100a	4.5~5.0	1.5~2.7	1.7
$^{241}\text{Am}-\text{Be}$	433a	5.0	约为2.2	<1

表 3-5-8

^{252}Cf , 衰变方式: α 衰变	96.9%
自发裂变	3.1%
半衰期	$2.646 \pm 0.004\text{a}$
α 衰变	$2.731 \pm 0.007\text{a}$
自发裂变	$85.5 \pm 0.5\text{a}$
自发裂变中子产额	$2.31 \times 10^{12}\text{n/s} \cdot \text{g}$
每次自发裂变放出的平均中子数	3.76
平均中子能量	2.348MeV
平均 α 能量	6.117MeV
γ 射线发射率	$1.3 \times 10^{13}/\text{s} \cdot \text{g}$
在空气中1米距离处剂量率	
中子	$2.2 \times 10^3\text{rem/h} \cdot \text{g}$
γ	$1.6 \times 10^2\text{rad/h} \cdot \text{g}$

7. 反应堆中子源

由于反应堆中存在着裂变链式反应, 所以有大量中子产生, 可做中子源。在一般反应堆的活性区域中子注量率可达到 10^{12} — 10^{14} 中子/秒·厘米²。高通量反应堆可达到 10^{15} 中子/秒·厘米²。中子能量0.025eV~15MeV, 峰值约0.8MeV, 平均能量约为2MeV。

反应堆中子源除供中子物理研究使用外，还常进行中子辐照、同位素生产和中子活化等方面工作。

1958年9月我国第一座反应堆——研究性重水反应堆建成并投入使用。经过改进，现在这座反应堆最大热功率达15MW，最大热中子注量率约为 2.8×10^{14} 中子/秒·厘米²。

8. 加速器中子源

利用加速器加速带电粒子并轰击适当的靶物质产生核反应而获得中子。可产生中子的核反应有 (d, n) 、 (p, n) 和 (γ, n) 等，见表3-5-9，其中常用的有两个： $D-D$ 和 $D-T$ 。加速器中子源强度一般可达到 $10^{10} \sim 10^{12}$ 中子/秒，并且可以得到单能中子或脉冲中子。

高能质子或重离子轰击重靶物质会发生散裂反应，每一反应平均放出几个到几十个中子。这种方法可以得到最强的脉冲中子。

表 3-5-9

反 应	Q 值(MeV)	加 速 器
${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}$	-1.63	感应，电子直线
${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$	-0.647, -2.080	静 电
${}^3\text{T}(p, n){}^3\text{He}$	-0.7637, ± 0.001	静 电
${}^{12}\text{C}(d, n){}^{13}\text{N}$	-0.26, -2.7, ...	回 旋
${}^2\text{D}(d, n){}^3\text{He}$	3.265 ± 0.018	倍加，静电，回旋
${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$	4.31, 3.60, 2.17, ...	回旋，静电
${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$	15.03, 15.15, ...	回旋，静电
${}^3\text{T}(d, n){}^4\text{He}$	17.6	回旋，静电，倍加

三、粒子加速器

人工方法加速带电粒子使其动能增加的装置叫粒子加速器，通常简称加速器。它主要由离子源、真空加速系统、束流引导和聚焦、束流输运与分析系统等部分组成。由于人类探索物质微观层次——原子核和基本粒子的需要，从1932年世界上第一台可供

使用的粒子加速器诞生以来，加速器技术得到了迅速的发展。现在人们不仅可以加速电子、质子、氘核和 α 粒子，而且可以加速周期表中所有元素的离子，所达到的能量范围是几十千电子伏到几百吉电子伏。这些被直接加速的带电粒子同物质作用又可产生 α 射线、 γ 光子、中子和介子等次级粒子，因此有些加速器又称作光子工厂、强中子发生器或介子工厂等。加速器实际上是能够获得多种粒子的人工辐射源。加速器提供的粒子束强度高、种类多、能量和方向可任意调节。加速器是原子核物理、高能物理和重离子物理等基础研究的重要设备之一。现在加速器（小型的）也广泛应用于工业、农业、医疗卫生、地质考古和辐照育种等许多领域。

1. 高压倍压加速器

它是一种利用串激式倍压整流电路产生的直流高压来加速粒子的加速器，又称科克洛夫特-瓦尔顿加速器。1932年英国物理学家科克洛夫特(J·D·Cockcroft)和瓦耳顿(E·T·S·Walton)建立了世界上第一台可供使用的高压倍加器。当时这台加速器加速质子到300keV，产生了 ${}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$ 反应。

图3-5-1表示二级倍压加速器工作原理图。整流线路对变压

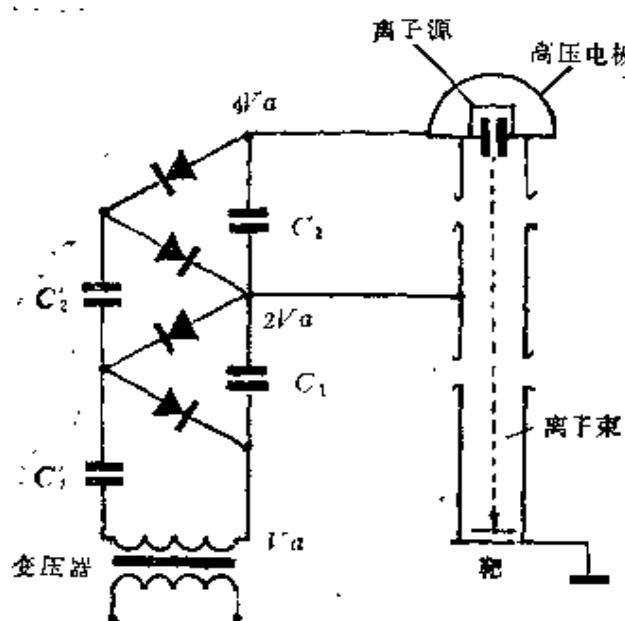


图 3-5-1

器输出的电压进行倍压整流。最高电压 $4V_a$ 。若有 n 级倍压线路，则最高直流电压 $V = 2nV_a$ 。 V_a 表示变压器输出电压。装在高压电极内部的离子源所提供的正离子在高电场作用下被加速，其能量 $E = QV$ ， Q 是离子的电荷。这束粒子被引导到核靶上产生核反应。高压倍加器加速电压通常为几百千伏，可以加速质子或其它带电粒子，束流强度较高，可达到几十到几百 mA。这种加速器早期主要供核物理研究者使用。现在主要用做快中子发生器和离子注入机。由 $T(d, n)^4\text{He}$ 反应可获得 14 MeV 中子，中子强度可达 $10^{11} - 10^{12}$ 中子/秒；由 $D(d, n)^3\text{He}$ 反应获得 3 MeV 中子，中子强度可达 10^{10} 中子/秒。强流质子倍压加速器可以用做高能质子同步加速器的预注入器，加速电子的倍压加速器可作为大功率辐射源供辐照用。

2. 静电加速器

它是美国物理学家范德格喇夫 (R·J·Van de Graaff) 在 1929—1931 年间研究提出的，所以通常又称做范德格喇夫静电起电机。世界上第一台可供使用的静电发生器于 1933 年在美国华盛顿卡内几 (Carnegie) 学院建成。1947 年范德格喇夫本人创立了

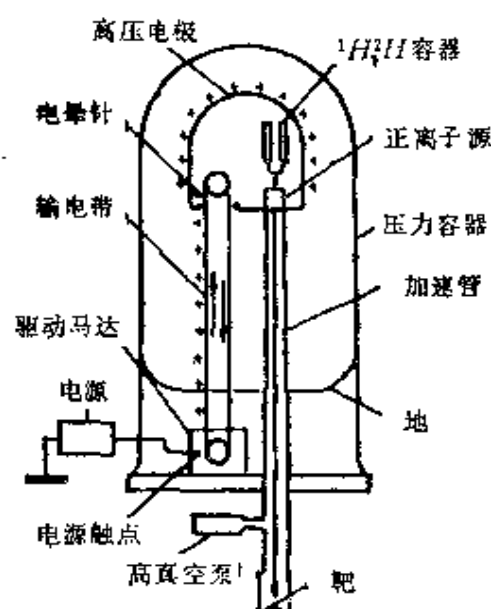


图 3-5-2

美国高压工程公司 (HVEC) 专门生产静电加速器，以商品向全世界出售。50 年代质子静电加速器能量达到 5 MeV。现在单级静电加速器最高电压可达到 12 MV。

静电加速器原理如图 3-5-2 所示。转动的输电带（链）不断将电源供给的电荷输送到高压电极上。高压电极由于电荷积累而获得较高的电位。设高压电极对地的电压为 V (MV)，那么电荷态为 Q ($Q = 1, 2, \dots$) 的正离子被加速所获得的能

量 $E = QV$ (MeV)。静电加速器的离子源、球形高压电极和加速管等都装在一个大型压力罐(通常称Tank)内,罐内充满电绝缘气体,例如 N_2 和 CO_2 的混合气体或 SF_6 。

静电加速器主要优点是能量可以在很大范围内连续调节,并且稳定度好(± 1 keV),能散度小(10^{-4} 数量级);离子种类也容易变换。静电加速器是低能核物理研究的重要设备之一,它曾被誉为核结构研究的精密工具。

3. 串列静电加速器

通过改变离子电荷的符号进行多次加速的多级静电加速器。它通过离子源产生的正离子经过加电子通道变成负离子,由磁分析器选择后进入加速管被中间头部正高压加速;当负离子到达高压电极时,通过气体或碳膜进行二次剥离,负离子会损失相当的电子而变成正离子,继续被高压加速,结果使离子能量成倍增加。如果高压电极对地电压为 V_0 (叫端电压),则被加速离子的总能量 $E \approx (1+q)eV_0$, q 是二次剥离后正离子电荷数。若考虑到离子源注入电压 V' 则 $E = [(1+q)V_0 + V'](eV)$

世界上第一台串列静电加速器于1958年建成,加速质子能量达到13.4 MeV。

串列静电加速器除了具有单级静电加速器的优点外,它又提高了粒子能量。离子源装在加速器地电位处,调节更换部件很方便;端电压值可任意选择。美国橡树岭国家实验室25URC和英国达尔士布莱的NSF串列静电加速器的端电压在25 MV以上。串列静电加速器广泛应用于加速重离子,开展原子核物理研究工作。近年来由于小型串列静电加速器(1—3 MV)生产商品化,它也广泛应用于辐射化学、微量元素分析、辐照损伤、中子参数测量及重离子束其它应用的研究中。

4. 回旋加速器

它是一种粒子沿圆型轨道运动的磁谐振高频电场多次加速的粒子加速器。它的构造是,两块磁极之间有真空盒,真空盒里装

有两个半圆形盒状金属电极,叫*D*形盒。*D*形盒与高频电源相接,两*D*形盒间存在着高频电场。离子源处在真空室中心,由离子源出来的离子经高频电场加速后进入*D*形盒。由于*D*形盒内部没有电场,所以离子只是在轴对称磁场作用下作圆周运动。当离子通过两*D*形盒间的空隙时再次被电场加速,并且每一次通过间隙都受到一次加速,离子能量不断增高,运动轨道半径也不断增大。实现这种加速的谐振条件是离子作圆周运动的周期 T_c 与*D*形盒上高频电压的周期相同:

$$T_c = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi M}{qB}$$

r 是离子运动轨道半径, v 是离子运动速度, M 是离子质量, q 是离子电荷, B 是磁感应强度。在非相对论情况下,周期与粒子能量无关。如果被加速的粒子在半径 R 处提取出来,则它的能量

$$E = \frac{P^2}{2M} = \frac{q^2 B^2 R^2}{2M}。$$

当粒子能量高到相对论效应起作用时,由于粒子质量增大,旋转周期增长破坏了谐振条件,所以普通回旋加速器加速粒子能量受到限制,仅能把质子加速到20MeV,氘核约25MeV, α 粒子约40MeV。

1932年第一台实用的回旋加速器(直径27cm)投入使用,质子能量达到1.22MeV。现代回旋加速器都采用等时或稳相原理提高粒子能量。它广泛应用于加速重离子和高能粒子。回旋加速器主要优点是平均束流强度大,内靶质子束可达1mA,引出质子束可达到200~300 μ A。

5. 加速器能量刻度点

利用加速器束流需要事先对束流离子的能量进行刻度。通常由轻带电粒子产生的共振核反应或用发射中子的阈反应来进行。表3-5-10列出了一些刻度加速器能量的核反应。

表 3-5-10

轰击能量(keV)	产生的辐射	宽度 (keV)	反 应
P			
340.46±0.04	6.13-MeV γ	2.4±0.2	$^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$
441.4±0.5	17.64-MeV γ	12.3±0.5	$^7\text{Li}(\text{p}, \gamma)^8\text{Be}$
483.6±0.3	14.70-MeV γ	0.9±0.1	$^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$
872.1±0.2	6.13-MeV γ	4.7±0.2	$^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$
	6.92-MeV γ		
897.37±0.29	4.44-MeV γ	3.25±0.33	$^{15}\text{N}(\text{p}, \alpha\gamma)^{12}\text{C}$
991.91±0.05	12.54-MeV γ	0.10±0.02	$^{27}\text{Al}(\text{p}, \gamma)^{28}\text{Si}$
1083.2±0.4	6.84-MeV γ	1.5±0.3	$^9\text{Be}(\text{p}, \gamma)^{10}\text{B}$
1317.19±0.40	3.44-MeV γ	~0.05	$^{27}\text{Al}(\text{p}, \gamma)^{28}\text{Si}$
1373.0±1.0	6.13-MeV γ	12.4±1.0	$^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$
1416.85±0.07	13.05-MeV γ	0.3±0.2	$^{23}\text{Na}(\text{p}, \gamma)^{24}\text{Mg}$
1423.64±0.43	4.32-MeV γ	≤0.045	$^{58}\text{Ni}(\text{p}, \gamma)^{59}\text{Cu}$
	4.32-MeV γ		
1747.6±0.9	9.17-MeV γ	0.077±0.012	$^{13}\text{C}(\text{p}, \gamma)^{14}\text{N}$
1843.45±0.56	5.23-MeV γ	≤0.090	$^{58}\text{Ni}(\text{p}, \gamma)^{59}\text{Cu}$
1880.61±0.10	keV n		$^7\text{Li}(\text{p}, \text{n})^7\text{Be}$
2574.3±0.9	keV n		$^{18}\text{O}(\text{p}, \text{n})^{18}\text{F}$
3235.7±0.9	keV n		$^{13}\text{C}(\text{p}, \text{n})^{13}\text{N}$
4234.0±0.9	keV n		$^{19}\text{F}(\text{p}, \text{n})^{19}\text{Ne}$
5801±2	keV n		$^{27}\text{Al}(\text{p}, \text{n})^{27}\text{Si}$
6459±2	keV n		$^{34}\text{S}(\text{p}, \text{n})^{34}\text{Cl}$
7026±4	keV n		$^{60}\text{Ni}(\text{p}, \text{n})^{60}\text{Cu}$
9201±4	keV n		$^{54}\text{Fe}(\text{p}, \text{n})^{54}\text{Co}$
9512±3	keV n		$^{58}\text{Ni}(\text{p}, \text{n})^{58}\text{Cu}$
D			
328.1±1.0	keV n		$^{12}\text{C}(\text{d}, \text{n})^{13}\text{N}$
1828.4±0.5	keV n		$^{16}\text{O}(\text{d}, \text{n})^{17}\text{F}$
$^3\text{He}^+$			
1437.2±0.4	keV n		$^{12}\text{C}(^3\text{He}, \text{n})^{14}\text{O}$

续表

衰变能量(keV)	产生的辐射	宽度(keV)	反 应
2965.0 ± 1.5	keV n		${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, n){}^8\text{B}$
3799 ± 6	keV n		${}^{16}\text{O}({}^3\text{He}, n){}^{18}\text{Ne}$
${}^4\text{He}$			
402.0 ± 1.0	8.92-MeV γ	<1	${}^7\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{B}$
815.5 ± 1.0	4.74-MeV γ	~4	${}^7\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{B}$
	4.45-MeV γ		
951.5 ± 1.0	4.83-MeV γ	7	${}^7\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{B}$
	4.45-MeV γ		
	9.28-MeV γ		
2437.4 ± 1.0	12.07-MeV γ	<0.2	${}^{24}\text{Mg}(\alpha, \gamma){}^{28}\text{Si}$
2868 ± 2	12.44-MeV γ	<1	${}^{24}\text{Mg}(\alpha, \gamma){}^{28}\text{Si}$
3200 ± 1	12.72-MeV γ	0.8 ± 0.5	${}^{24}\text{Mg}(\alpha, \gamma){}^{28}\text{Si}$
	10.94-MeV γ		
3645 ± 7	13.10-MeV γ	0.8 ± 0.5	${}^{24}\text{Mg}(\alpha, \gamma){}^{28}\text{Si}$
4384 ± 2	MeV n		${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}$
6088 ± 1	MeV n		${}^{14}\text{N}(\alpha, n){}^{17}\text{F}$
6377 ± 3	MeV n		${}^{31}\text{P}(\alpha, n){}^{34}\text{Cl}$
6624 ± 3	MeV n		${}^6\text{Li}(\alpha, n){}^9\text{B}$

第六章 核辐射探测器

一、气体电离探测器

它是通过收集带电粒子在气体中产生的电离电荷来探测核辐射粒子的。带电的核辐射粒子能够使气体分子或原子直接电离；中性核辐射粒子则是通过它们的次级效应过程产生的带电粒子使气体电离的。核辐射粒子在气体中产生的总电离(包括 δ 电子引起的电离)叫原电离，用总离子的对数 N 表示。带电粒子在气体中产生一对离子所需的平均能量叫气体电离能，以 W 表示。实验表明，不同能量的同种粒子或者不同种类的粒子在同一气体中的电离能数值近似为一常数，大约为30eV左右，见表3-6-1。 I_0 表示原子的最低电离电位。由于 w 为常数，所以 $N = \frac{\Delta E}{w}$ 。 ΔE 为入射核粒子在气体中因电离所损失的能量。

表 3-6-1

气 体	$W(\alpha)$ (eV)	$W(\beta, X, \gamma)$ (eV)	$W(\beta)$ (eV)	I_0 (eV)
He	46.0 ± 0.5	41.5 ± 0.4	29.9^{+13}_{-9}	24.5
Ne	35.7 ± 2.6	36.2 ± 0.4	28.6 ± 8	21.6
Ar	26.3 ± 0.1	26.2 ± 0.2	26.4 ± 0.8	15.8
Kr	24.0 ± 2.5	24.3 ± 0.4		14.0
Xe	22.8 ± 0.9	21.9 ± 0.3		12.1
H ₂	36.2 ± 0.2	36.6 ± 0.3		15.6
N ₂	36.39 ± 0.04	34.6 ± 0.3	36.6 ± 0.5	15.5
O ₂	32.3 ± 0.1	31.8 ± 0.3	31.5 ± 2	12.5

(续表)

气 体	$W(\alpha)$ (eV)	$W(\beta, X, \gamma)$ (eV)	$W(\beta)$ (eV)	I_0 (eV)
CO ₂	34.1 ± 0.1	32.9 ± 0.3	34.9 ± 0.5	14.4
C ₂ H ₂	27.3 ± 0.7	25.7 ± 0.4		11.6
C ₂ H ₄	28.03 ± 0.05	26.3 ± 0.3		12.2
C ₂ H ₆	26.6	24.6 ± 0.4		12.8
CH ₄	29.1 ± 0.1	27.3 ± 0.3		14.5
BF ₃	35.6 ± 0.3			
空 气	34.98 ± 0.05	33.73 ± 0.15	36.0 ± 0.4	

气体探测器基本结构是由高压电极和收集极构成的，如图3-6-1所示。核粒子通过探测器灵敏体积时，因电离而产生的载流子（电子—正离子）由于外加电场的作用分别向两电极漂移。收集极上出现感应电荷并随载流子漂移而变化，在输出回路中形成电流。电流强度决定于被收集的离子对数目。在恒定核辐射强度照射下，收集到的离子对数目与外加电压有关，共有六个特征区，见图3-6-2。

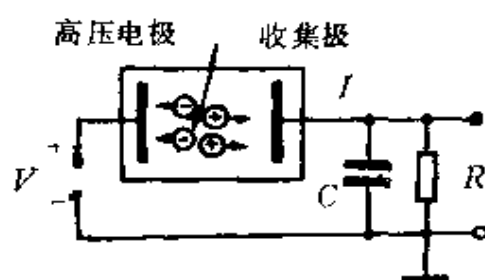


图 3-6-1

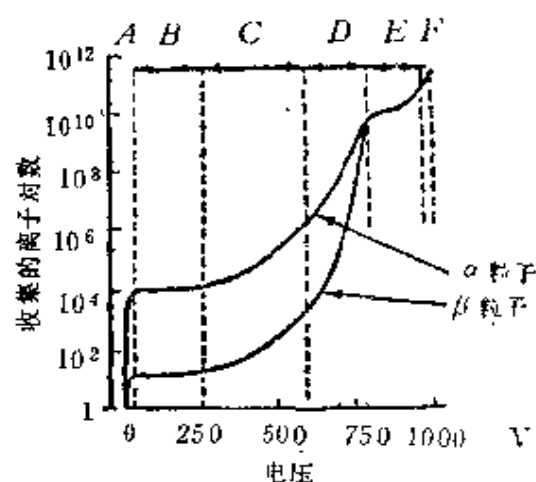


图 3-6-2

复合区A：收集的离子对数随外加电压增大而增加。这是因为载流子的复合损失随电压升高而减小。

电离室区B：当电压升高到某一值时，全部离子对被收集达到饱和。这是电离室工作区。

正比区C：随着外加电压升高，电子被加速而获得足够能量进一步引起电离，使离子对数目增多。这种现象叫气体放大，以倍增系数 M 表示，其值约 $10-10^4$ 。 M 随电压增大而增大；但在一定电压下 M 为常数，收集到的离子对数与原电离成正比。电离本领不同的粒子，例如 α 和 β 相应于两条平行走向的曲线。正比计数器就工作在这个区域。

有限正比区D：电压继续增大，由于气体放大系数过大，空间离子密集抵消了部分场强，使气体放大系数相对地减小。放大系数与原电离有关。在这一区域仍可以区分电离本领相差很大的粒子，但是不能根据脉冲幅度的大小来判断入射粒子的能量。

盖革-弥勒 (G-M) 区E：外加电压升高后，由于电子倍增激烈，在气体中形成自激放电。收集的离子对数与原电离无关，原电离只起“点火”作用。不管初级入射粒子产生的原电离是多少，输出的脉冲幅度都相同。因此，不再能区分入射粒子的种类了， α 和 β 两曲线重合。

连续放电区F：若外加电压再升高，计数气体本身会产生自激放电不能猝灭 (quenching)，出现连续放电，这会使计数器损坏，不能在这个区域工作。

1. 脉冲电离室

它是以脉冲方式工作的电离室。单个的致电离粒子通过与电离室工作气体的作用而被转化成电压脉冲。这个脉冲信号的特征不仅取决于探测粒子的物理过程，而且也与同探测器相连的外电路的输入特性有关。一般来说，电压脉冲的幅度载有入射粒子能量信息；脉冲数目反映了入射粒子强度。

(1) 离子脉冲电离室。当外电路的时间常数 RC 远大于正离子在电离室中的收集时间 T^+ 时即 $RC \gg T^+$ ，电子和正离子均被收集，脉冲幅度达到 $V_0 = \frac{N\varepsilon}{C}$ 。 N 为入射粒子在电离室灵敏体积中产生的离子对数目； C 为电离室的电容（实际上也包括外电路的输

入电容和杂散的分布电容); e 为电子电荷。脉冲波形含有两种成分如图3-6-3所示。由于在同样条件下电子迁移率是离子的 10^3 倍,所以起始处的快成分是电子的贡献,而后来的慢成分是离子的贡献。

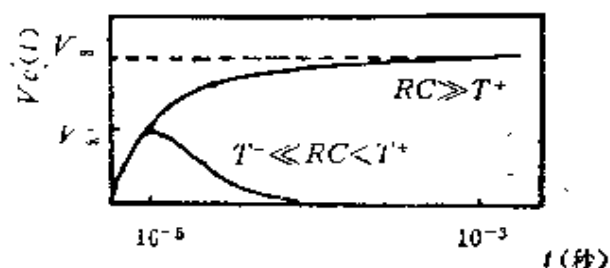


图 3-6-3

离子脉冲电离室主要优点是可以测量入射粒子能量。它的缺点是脉冲持续时间太长,允许的计数率较低。当计数率大于 10^2 (计数/秒)时,可能发生脉冲堆积而影响脉冲计数和脉冲幅度。

(2) 电子脉冲电离室。 $T^- < RC < T^+$, T^- 是电子收集时间(约为 10^{-6} 秒)。在这个条件下只有电子脉冲的贡献。脉冲上升快,持续时间短($10^{-5} \sim 10^{-4}$ 秒),允许的计数率相对高一些。由于脉冲仅是由电子漂移引起的,因此它的幅度与原电离位置有关,不能用来量度入射带电粒子的能量。

2. 屏蔽电离室

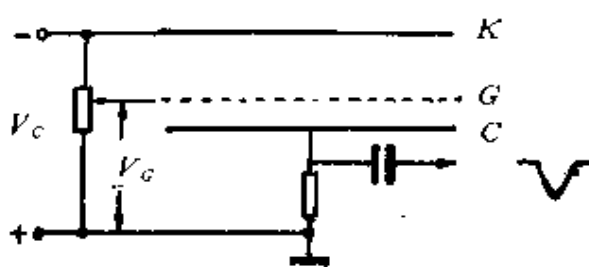


图 3-6-4

它是1944年由弗里希(O·Frisch)设计的、可以测量入射带电粒子能量的电子脉冲电离室。其结构如图3-6-4所示。在平行板电离室的高压电极K和收集电极C之间附加一个栅极G;栅极由平行金属丝网组成。如果入射带电粒子的射程仅限于K-G之间,由于栅极的静电屏蔽作用,在K-G之间运动的载流子不会引起收集极C上电位的变化。只有当电子穿过栅极继续漂移时,收集极C上才会有感应电荷出现。由于正离子不会通过栅极,它不会引起收集极上电位的变化。因此,在K-G之间不论原

来,只有当电子穿过栅极继续漂移时,收集极C上才会有感应电荷出现。由于正离子不会通过栅极,它不会引起收集极上电位的变化。因此,在K-G之间不论原

电离发生在什么位置（不能与栅极靠得太近），收集极上感应的电子脉冲幅度都相同（各电子通过相同的电位差）。当电子全部被收集后，达到最大脉冲幅度 $V = \frac{eN}{C}$ ， N 表示通过栅极的电子总数。在没有损失的情况下， N 也即是原电离离子对总数。这样，屏栅电离室就可以测量入射带电粒子的能量。近年来，屏栅电离室常用作重离子计数望远镜中的 ΔE 透射探测器。

3. 电流电离室

以直流电流方式工作的电离室。它表征了各入射粒子与电离室气体作用的平均效应和累积效应。平均电离电流和累积的总电离电荷反映了入射粒子的强度和总数目。通常电离电流强度约为 $10^{-9} \sim 10^{-10} A$ 。这需要用静电计、验电器等弱电流测量仪器来量测。电流电离室多用于剂量监测、反应堆控制和环境辐射监测等方面。

4. 正比计数器

它是一种工作在正比区的气体探测器。大多数制成圆筒形结构，中心是细的阳极丝，圆筒是阴极。它的电场分布如图3-6-5所示。

$$E(r) = -\frac{V_0}{r \ln\left(\frac{b}{a}\right)}$$

其中 V_0 是加在阳极和阴极间的电压， a 是阳极丝的半径， b 是阴极的内表面半径。在靠近阳极丝的小

区域内电场强度很高。电子由于受阳极吸引被拉向这个区域并产生气体放大。正比计数器以脉冲方式工作，输出的脉冲幅度一般为1伏到几伏的数量级，可以测量粒子的能量。正比计数器探测粒子灵敏度高，除了探测重带电粒子外，很适合于探测低能或低

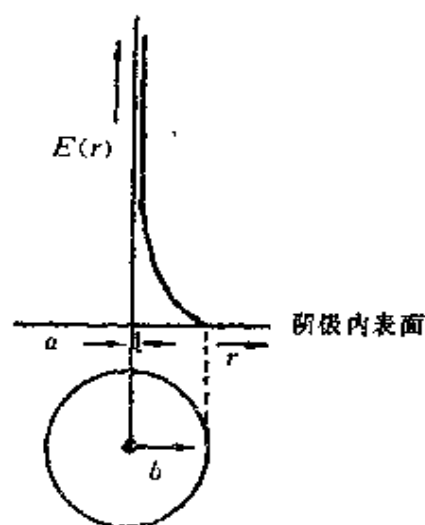


图 3-6-5

比电离的粒子，如软 β 、软 γ 和X射线以及高能粒子。如果正比计数器的的工作气体为三氟化硼或氦-3等，则可用于探测中子。

5. 盖革-弥勒(G-M)计数管

1928年由盖革(H·Geiger)-弥勒(W·Müller)共同发明的。计数管结构与正比计数器类似。由于工作电压处在G-M雪崩区，电子雪崩使整个计数管空间形成自激放电。计数管终止放电叫猝熄(quenching)。充有纯单原子或双原子分子气体的G-M计数管自身不能猝熄，需使用外猝熄方法。如果在计数管气体中加入少量能够猝熄的气体，计数管便能自行猝熄。这样，一个入射粒子便产生一个输出脉冲。G-M计数管只能测量射线强度。猝熄气体有二种：一是有机气体，如酒精、石油醚和甲酸乙酯等。使用有机气体自猝熄的G-M计数管叫做有机管；二是卤素气体，如溴气、氯气等。使用卤素气体自猝熄的G-M计数管叫做卤素管。在强度不变的放射源照射下，用计数管测量计数率随工作电压变化的曲线叫计数管坪曲线。在坪曲线上有一段表明：工作电压升高时，计数率仅随电压略有增大，有一个明显的坪区存在，坪区的长度叫做计数管坪长，计数管工作电压就选在这个区域。卤素管坪长100伏左右，有机管坪长150~300伏。

G-M计数管的灵敏度高，脉冲幅度是恒定的，可以达到几伏或者几十伏量级。其缺点是不能测量粒子的能量和鉴别粒子的类型；死时间较长（约为250 μ s），不能进行快计数。

二、半导体探测器

它是由半导体材料制成的核粒子探测器。常用的半导体材料是硅和锗，此外，还有一些化合物半导体材料，如砷化镓(GaAs)、碲化镉(CdTe)、碘化汞(HgI₂)等。

第一个半导体探测器是1949年由美国贝尔电话实验室的麦凯(K·G·Mackay)发明的。半导体探测器种类很多，依据耗尽层形成方式不同主要有三种类型：p-n结探测器、面垒式探测器和

锂漂移探测器等。半导体探测器主要优点是能量分辨率好，线性范围宽。其缺点是输出脉冲幅度小，性能受温度影响较大，受强辐照后性能会变坏。表3-6-2列出了半导体探测器所能经受的入射粒子强度。

表 3-6-2

类 型	性能变差时入射粒子数 (粒子/秒)					γ
	电 子	快中子	质 子	α 粒子	碎 片	
表面势垒	10^{13}	10^{12}	10^{10}	10^8-10^9	10^8	
扩散结	10^{13}	10^{12}	10^{10}	10^8-10^9	10^8	
Si (Li)	10^{12}	10^{11}	10^8			
Ge(Li)		$10^8 \sim 10^9$			10^8	1MeV, 10^{13} $\sim 10^{16}$

1. p-n结半导体探测器

探测器的p-n结目前多采用离子注入技术制成。在p-n结交界处存在一个载流子耗尽区，当p-n结施以反向偏压时，势垒增高，耗尽区加宽，几乎全部电场都降落在耗尽区。核辐射粒子进入耗尽区由于能量损失而产生的电子-空穴对立即被电场扫向两边，形成电流。探测器收集到的电荷量 $Q = Ne$ ， $N = \frac{\Delta E}{\epsilon}$ 表示入射粒子在耗尽层中损失能量 ΔE 所产生的电子-空穴对数目， ϵ 是在半导体材料中产生一对电子-空穴对所需的平均能量， $\epsilon(\text{Si}, 300\text{K}) \approx 3.62 \text{ eV}$ ， $\epsilon(\text{Ge}, 77\text{K}) = 2.96 \text{ eV}$ 。电荷 Q 经低噪声电荷灵敏前置放大器后输出电压脉冲幅度 $V = \frac{Q}{C_f}$ ， C_f 是放大器的反馈电容。如果入射粒子全部能量都消耗在探测器灵敏体积中，那么输出脉冲幅度就可以量度粒子的能量。

p-n结探测器灵敏层(耗尽层)厚度和结电容与材料的电阻率和外加偏压有关，可按下面公式计算：

$$\text{n型Si} \quad d = 0.5(\rho V)^{\frac{1}{2}} \quad \mu\text{m}$$

p型Si	$c = 2.2 \times 10^4 (\rho V)^{-\frac{1}{2}}$	pF/cm ²
	$d = 0.3 (\rho V)^{\frac{1}{2}}$	μm
n型Ge	$c = 3.7 \times 10^4 (\rho V)^{-\frac{1}{2}}$	pF/cm ²
	$d = (\rho V)^{\frac{1}{2}}$	μm
p型Ge	$c = 1.37 \times 10^4 (\rho V)^{-\frac{1}{2}}$	pF/cm ²
	$d = 0.65 \times (\rho V)^{\frac{1}{2}}$	μm
	$c = 2.12 \times 10^4 (\rho V)^{-\frac{1}{2}}$	pF/cm ²

ρ 是电阻率， V 是偏压。上面几个公式也适于面垒型探测器。

2. 面垒型半导体探测器

通常是在化学抛光的 N 型单晶硅表面蒸上一薄层金制成的，

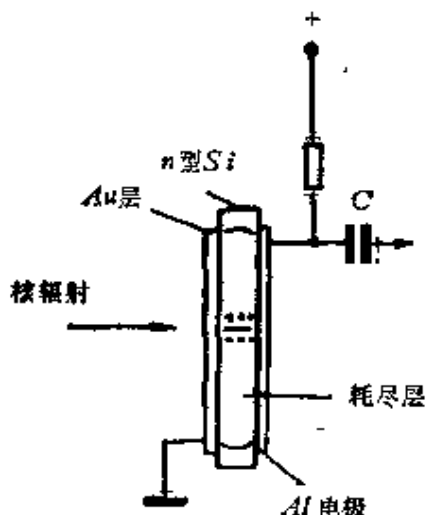


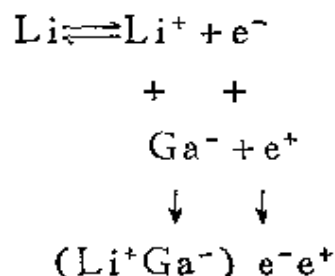
图 3-6-6

其结构如图3-6-6所示。在 N 型硅中靠金一侧形成 p 型层，于是在 p 型与 N 型交界处出现了耗尽区，在反向偏压下这个耗尽区可以用来探测粒子。铝层是欧姆接触电极。面垒式探测器死层很薄(几个nm)，很适于测量带电粒子能量。它的能量分辨率可达到13keV (5MeV的 α 粒子)；同时，线性响应好、时间响应快，也可以用于时间测量。

3. 锂漂移型探测器

它是由 p - i - n 结制成的半导体探测器， I 区为本征区，是由锂离子补偿 p 型半导体材料中的受主杂质而形成的。锂在硅和锗中的电离能分别为0.033eV和0.093eV，室温下锂被电离；锂离子(Li^+)半径为0.06nm，远小于硅和锗的晶格常数(分别为0.545nm和0.56nm)，所以锂很容易进入硅或锗中，存在于点阵之间。本征区形成过程是：先在 p 型材料上扩散一层锂，由于锂具有施主作用便形成 n - p 结。在适当温度(100℃—200℃)和反向偏压下，使锂离子沿电场方向向 p 型材料内部漂移。锂离子在 p 型区的浓度将

会增加到接近原有的受主杂质。在漂移过程中, Li^+ 与受主负离子, 例如 Ga^- 结合形成一对中性离子偶, 而电子 e^- 将补偿空穴 e^+ , 即



结果使导带中的电子及价带中的空穴大大减少, 从而提高了材料的电阻率, 可达到几万 $\Omega \cdot \text{cm}$ 。这个区域叫做补偿区, 又称做本征区或灵敏区。在一定的反向偏压下, 耗尽区扩展到整个补偿区, 可以用来探测核辐射粒子。由于补偿区的厚度是确定的, 所以当施以反向偏压使耗尽层达到整个补偿区后, 如果再升高偏压, 灵敏层厚度和结电容也不会随之改变了, 但收集时间可以减小。

(1) Si(Li) 漂移探测器

Si(Li) 探测器的结构如图 3-6-7 所示。由于硅的禁带宽度大, Si(Li) 探测器可以在室温下保存和使用。在室温下它主要用于测量 β 射线和能量较高的重带电粒子; 低温下使用可降低探测器的噪声, 提高能量分辨率。在 77 K 下对 ^{56}Fe 的 5.9 keV X 射线的能量分辨率可达到 130 eV。由 Si(Li) 探测器组成的 X 射线荧光分析仪以商品出售, 广泛应用于元素含量的分析之中。

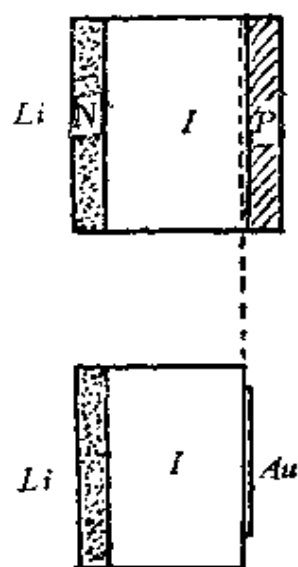


图 3-6-7

(2) Ge(Li) 漂移探测器

有平面型和同轴型两种结构。图 3-6-8 表示了几种同轴型 Ge(Li) 探测器的结构。锂是从 p 型圆柱形锗单晶外表面向轴心方向漂移而形成 n-I-p 结。一般说来, 锗中的补偿区可达到 1.5~2.0 cm, 平面型 Ge(Li) 探测器能量分辨率好, 但灵敏区体积小,

而同轴型Ge(Li)探测器灵敏区体积较大，目前最大可达到 200 cm^3 。Ge(Li)探测器适于测量 $60\text{ keV} \sim 10\text{ MeV}$ 能区的 γ 射线。在低温（液氮温度）下使用和保存。在 77 K 对 ^{60}Co 1.33 MeV γ 射线的能量分辨率达到 2 keV ，仅次于磁谱仪。Ge(Li)探测器在 γ 谱学的发展中起了重要的作用。

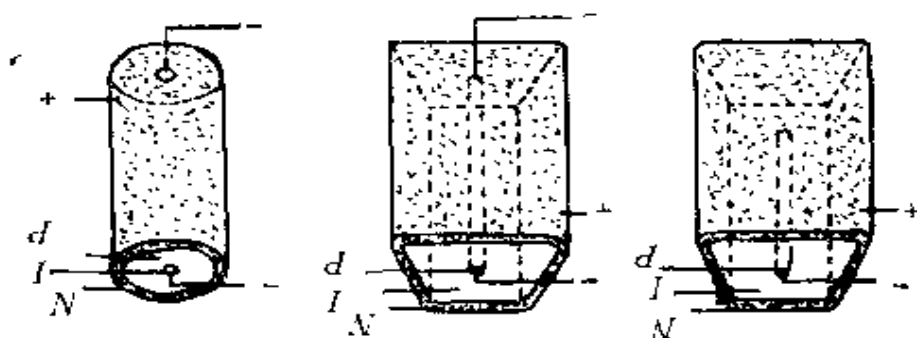


图 3-6-8

4. 高纯锗(HpGe)探测器

它是利用纯度极高的锗单晶制成的p-n结型探测器。锗单晶中杂质浓度低到 $10^{10} \sim 5 \times 10^9/\text{cm}^3$ 。而Ge(Li)探测器所用锗单晶中杂质浓度为 $10^{14} \sim 10^{15}/\text{cm}^3$ 。因此在高纯锗中电阻率很高，如果再施以高的反向偏压，就可以获得较厚的灵敏层。计算表明，如果工作电压为 1000 V ，锗中受主（或施主）浓度为 $5 \times 10^9/\text{cm}^3$ ，那么耗尽层的厚度就是 1.9 cm 。高纯锗探测器一般都工作在全耗尽状态，在液氮温度下使用。由于它不需要锂的补偿，所以通常可以在室温下保存。高纯锗探测器有两种结构形式：平面型和同轴型，目前好的同轴型高纯锗探测器灵敏体积可达到 150 cm^3 。在 77 K 下对 ^{60}Co 1.332 MeV 的 γ 射线能量分辨率达 1.77 keV 。

三、闪烁探测器

它是利用射线引起闪烁体发光而记录核辐射的探测器。闪烁探测器由闪烁体和光电倍增管等组成，如图3-6-9所示。入射粒子进入闪烁体中使介质的原子或分子被激发。它们退激时产生荧光，这些荧光经过光导集中到光电倍增管的光阴极 K 上，由于光电效

应而产生光电子，再经过电子倍增，最后在光电倍增管阳极上得到一个电流脉冲信号。这个信号的脉冲幅度与入射粒子沉积在闪烁体中的能量成正比。闪烁探测器可以测量入射粒子的能量。

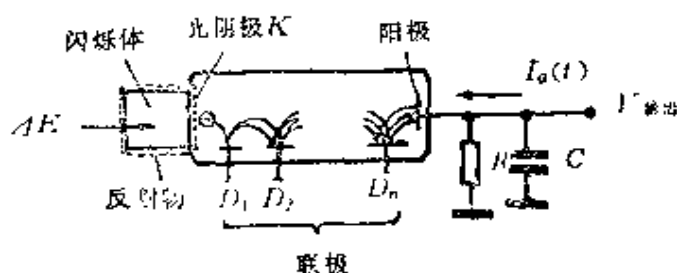


图 3-6-9

闪烁晶体按化学性质可分为二类：

1. 无机闪烁体 它们是掺有少量激活剂的无机盐晶体，常用的有NaI(Tl)、CsI(Tl)和ZnS(Ag)等；
2. 有机闪烁体 它们是苯环碳氢化合物，例如蒽、芪、对联三苯、塑料闪烁体和液体闪烁体等。

表征闪烁晶体发光特性的重要物理量有三个：

1. 发光光谱 闪烁体荧光光谱不是单色的，而是一个连续带。对于每种闪烁体，存在发射光谱最强的波长。了解闪烁体的发光光谱主要是为解决闪烁体与光电倍增管的匹配问题。

2. 发光效率 闪烁体将吸收的射线能量转变为光子的本领。通常用相对效率来量度不同闪烁体的发光效率，即比较同一种射线在不同闪烁体中损失相同能量所产生的输出脉冲幅度。一般以蒽晶体作为标准，取其发光效率为1。

3. 发光时间 包括闪烁脉冲的上升时间和衰减时间两部分。上升时间主要由闪烁体电子激发时间及带电粒子在闪烁体中耗尽能量所需时间决定。前者时间很短可以忽略不计，后者一般小于 10^{-9} 秒。

闪烁体中电子退激发光一般服从指数衰减规律。当发光强度衰减到最大值的 $\frac{1}{e}$ 时所经过的时间叫做闪烁体发光衰减时间。对于大多数无机闪烁体，发光衰减时间为微秒量级。对有机闪烁体，

发光衰减有快、慢二种成分。快成分为毫微秒 (ns) 量级；慢成分约为数十到数百毫微秒之间，它们随闪烁体种类略有变化。

表3-6-3列出了常用闪烁体的性能和用途。

表 3-6-3

品 体	最强发射波长 (nm)	衰 减 常 数 (μ s)	密 度 $g \cdot cm^{-3}$	相对脉 冲幅度	特点与用途
NaI(Tl)	415.0	0.25	3.67	210	能量分辨率好，易潮解，需密封。主要用于 γ 射线测量
CsI(Tl)	540.0	1.1	4.51	55	能量分辨率差，不需密封，用于带电粒子测量
LiI(Eu)	440.0	1.1	4.06	74	吸水，易辐射损伤。用于中子测量
ZnS(Ag)	450.0	10.0	4.09	200	透明性不好，用于 α 及裂变碎片的测定
蒽	447.0	0.032	1.25	100	发光效率高，易碎，用于带电粒子测量
芪	410.0	0.006	1.16	60	发光效率比蒽小，但衰减常数小，适宜时间测量，易碎
塑料	350.0— 450.0	0.003— 0.005	1.06	28—48	易制成不同形状和大小，价廉，用于带电粒子测量
液体闪烁体	350.0— 450.0	0.002— 0.008	0.86	28—48	可将测量样品置于或溶于闪烁体中，故适宜于 3H , ^{14}C 等低能 β 射线的测量。n- γ 分辨探测快中子

光电倍增管由光阴极、打拿极和阳极等组成，有聚焦和非聚焦两种类型，电子倍增系数一般为 $10^4 \sim 10^8$ 。聚焦型光电倍增管时间特性好，适于定时信号测量。非聚焦型光电倍增管平均输出电流大，脉冲幅度分辨率好，适于测量粒子的能量。

四、固体核径迹探测器

它是60年代发展起来的一种用绝缘固体材料记录带电核粒子径迹的探测器。当带电的核粒子进入固体径迹探测器时，在粒子通过的路径上会产生一条连续的辐射损伤径迹，其直径约十几nm，可以由电子显微镜直接观测。经过化学蚀刻处理后，由于受到辐射损伤的部位蚀刻速度比其它部位快，结果在探测器中沿着辐射损伤径迹形成一条细长的孔洞或蚀锥。当孔洞达到微米量级时，便可以用光学显微镜观测了。

可用做固体核径迹探测器的材料很多，如玻璃、陶瓷、云母、石英、聚碳酸酯和醋酸纤维等。固体径迹探测器存在明显的阈特性。只有当入射粒子在探测器中所产生的辐射损伤密度大于某一阈值时，蚀刻剂才能以较快的速度与损伤部位的物质发生反应而形成径迹。阈值与探测器材料、蚀刻剂有关，与入射粒子种类无关；不同材料有不同的阈值。由于 β 、 γ 和 x 射线在各种材料中的辐射损伤密度都低于阈值，所以固体径迹探测器不能探测它们。由此可知，固体径迹探测器特别适于在强 β 或 γ 射线本底下探测重带电粒子。固体径迹探测器可以给出入射核粒子的电荷、质量、能量及空间分布等信息，广泛应用于核物理、粒子物理、星际核粒子及地球科学等方面。

五、原子核乳胶

它是能记录单个带电粒子径迹的特制乳胶，由普通照相乳胶发展而来。其主要成分是溴化银微晶粒和明胶的混合物。核乳胶的特征是溴化银浓度高、颗粒小。当带电粒子射入核乳胶后，由于

它同溴化银晶粒发生作用，会使一些溴化银分子分解为银原子和溴原子；在一定条件下银原子汇集到一起组成许多个可以显影的核心，叫做潜影(Latent Image)。经过化学处理后，显影核心处的晶粒还原成黑色的银颗粒。这许多个被还原的断断续续的银颗粒就把带电粒子的径迹显现出来，并且可以在显微镜下观测。利用原子核乳胶可以测量入射粒子电荷、质量和能量。核乳胶产生的径迹很细，空间分辨率高，可以用做磁谱仪焦平面探测器。在高能物理中，曾用核乳胶发现了 π 介子、 k^+ 介子、 k^- 介子以及 Σ^+ 超子、 $\bar{\Lambda}^0$ 反超子等。另外在放射性同位素示踪、铀矿地质、中子照相、中子剂量等方面都有应用。

六、威耳逊云室

它是1896年英国物理学家威耳逊(C·T·R·Wilson)发明的一种直接显现带电粒子径迹的探测器。云室内充有空气和饱和水蒸气。当带电粒子进入云室后，由于气体分子被电离而产生电子—正离子对。如果此时立即使云室中的气体突然膨胀(绝热的)，温度会骤然下降，饱和水蒸气将变成过饱和蒸汽。过饱和水蒸气就以带电粒子产生的离子为凝结中心形成液滴。在强光照射下，由许多液滴组成的粒子径迹便显现出来。如果同步地用照相机将这条径迹拍摄下来，便可记录下入射带电粒子的径迹。威尔逊云室所用的气体大都是空气或氩气；蒸气大都用水蒸气、乙醇或甲醇。威耳逊膨胀云室灵敏时间短，重复频率低，工作效率低。20世纪50年代在威尔逊云室基础上又发展了扩散云室。

威耳逊云室在历史上起过重要作用。1911年威尔逊本人利用云室首次记录了 α 和 β 粒子的径迹。1928年云室技术发展完善并向全世界实验室推广。1932年安德森(C·D·Anderson)利用云室发现了正电子。现在云室是粒子物理中常用的探测器之一。

第七章 射线谱仪及测量方法

一、脉冲计数系统

能够记录核辐射粒子数目的探测器及电子学单元和记录系统的组合装置。图3-7-1表示了一个通常的核辐射脉冲计数系统。由辐射粒子源发射的核粒子同探测器介质作用，在探测器回路中形成一个小的电压（或电流）脉冲信号，经过电子学单元的放大和甄别，最后由定标器或计数率表记录下来。

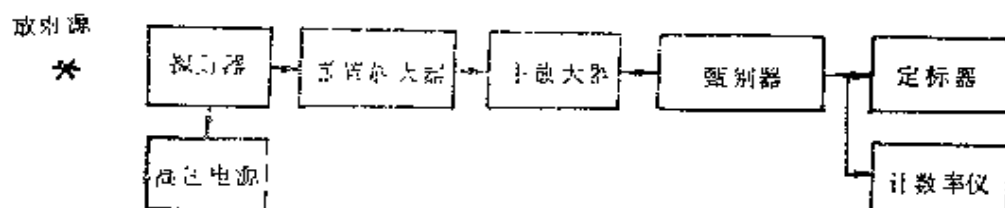


图 3-7-1

探测器根据被测核粒子的性质和实验目的去选取。它可以是气体的、半导体的或闪烁型的核粒子探测器。探测器有多种结构，通常直接放在核粒子源处，接受核粒子照射。

前置放大器具有一定大小的放大倍数，以增大探测器输出的脉冲幅度，提高信号—噪声幅度比值。它具有阻抗转换功能，将探测器的高阻抗过渡到低阻抗，可以用高频同轴电缆将脉冲信号输送到处于远距离的主脉冲放大器进行再放大。前置放大器通常都与探测器配接在一起直接相连，尽量避免长距离传输造成的损失和引起的噪声。

主放大器（线性脉冲放大器）有较大的放大倍数（ $10^3 \sim 10^4$ ），并且可以连续改变，输出脉冲幅度一般在 $0 \sim 10$ 伏之间。主放大

器也有脉冲成形和变换功能，以减小脉冲堆积效应和噪声。对主放大器的要求是线性好，放大倍数稳定性好，抗堆积功能好。

甄别器的功能是当一个输入脉冲的幅度超过某一电压阈值（甄别阈），或者处在两电压之间时，便产生一个逻辑输出脉冲。这样的功能允许挑选某类事件进行测量而把一些噪声脉冲和本底脉冲剔除掉。甄别阈的大小要与主放大器输出脉冲幅度匹配，以使被探测粒子的脉冲信号顺利通过甄别器，进入后面的记录仪器。

定标器是一个计数逻辑单元，它可以记录和存贮输入的脉冲数目。计数率表记录某一时间间隔内输入脉冲数目的平均值。通常以直流电压或电流值来表示，多用于辐射剂量和防护监测仪器。

二、射线能谱仪

它是测量核辐射粒子能量和能谱的装置，其结构如图3-7-2所示。一般说来，探测器输出的脉冲幅度与核粒子沉积于探测器灵

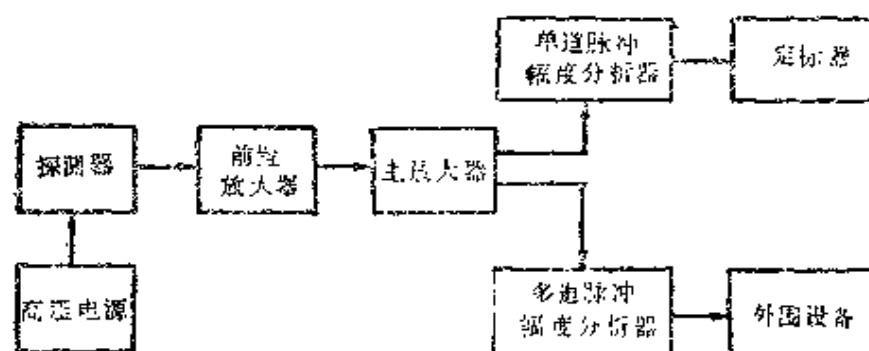


图 3-7-2

敏体积中的能量成正比；如果入射粒子的全部能量都损耗于探测器灵敏体积中，则探测器输出脉冲幅度的大小直接表征粒子的能量。探测器输出脉冲经过线性放大和脉冲成形变换，由单道脉冲幅度分析器—定标器系统，或多道脉冲幅度分析器记录下来。这样就得到了被测脉冲计数随脉冲幅度变化的曲线，通常称做入射

粒子的脉冲谱。脉冲谱包含了入射粒子和探测器本身工作的信息，是探测器输出的基本特性之一。脉冲谱经过谱仪的能量刻度可以转换成脉冲计数随粒子能量的变化曲线，叫做粒子的能谱。由粒子的能谱曲线可以推算出入射粒子的能量和强度。射线能谱仪最基本的指标是它的线性和能量分辨率。

1. 脉冲幅度分析器

它的功能是将脉冲信号按幅度大小分类并记录每类信号的数目。脉冲幅度分析器分为二类：单道脉冲幅度分析器和多道脉冲幅度分析器。单道脉冲幅度分析器每次只允许处于某一幅度区间内的脉冲通过，并被后面连接的定标器记录下来。通过变更单道分析器的阈电压重复测量才能得到粒子的脉冲幅度谱。显然测量一个脉冲谱所需时间较长。多道脉冲幅度分析器是把整个被分析的脉冲幅度范围划分成若干相等的区间，一次测量就可以得到整个脉冲谱。若干相等的区间叫做道宽，区间的数目叫做道数，道数越多，达到的分析能力也越高。对于闪烁探测器选用256道就可以了。对于Ge(Li)谱仪需用4096道或8192道才能与其优良的能量分辨率相匹配。

现代多道脉冲幅度分析器通常由模—数变换器(ADC)、数据存储器、控制器、显示终端等组成并配有其它外围设备。外围设备有打印机、打字机、XY记录仪、纸带穿孔机或磁带机等。获取的谱数据可以有多种方式输出，带有微处理机的多道脉冲幅度分析器可以对获取的原始数据进行处理，直接输出最终结果。多道脉冲幅度分析器广泛应用于核能谱和时间谱的测量上，是核物理实验技术中必不可少的设备之一。

2. 谱仪能量分辨率

它是标志谱仪分辨不同能量粒子本领的物理参量。如果 N_0 个单能粒子被谱仪所记录，在理想情况下它的能谱应是一条垂直于能量轴的直线，即 $E = E_0$ 时的计数为 N_0 ，见图3-7-3。实际上由于粒子与探测器介质电离过程的统计性、探测器—放大器系统

的噪声等因素，使多道脉冲幅度分析器测到的脉冲谱并非一线状谱，而是围绕最可几值有一宽的分布。这个分布近似于高斯型。若以半高宽（FWHM）表示，则 $FWHM = 2.35\sigma$ ， σ 表示高斯分布的标准误差。 σ 的大小与多种因素有关，取决于具体的谱仪和测量条件。一般可以表示如下：

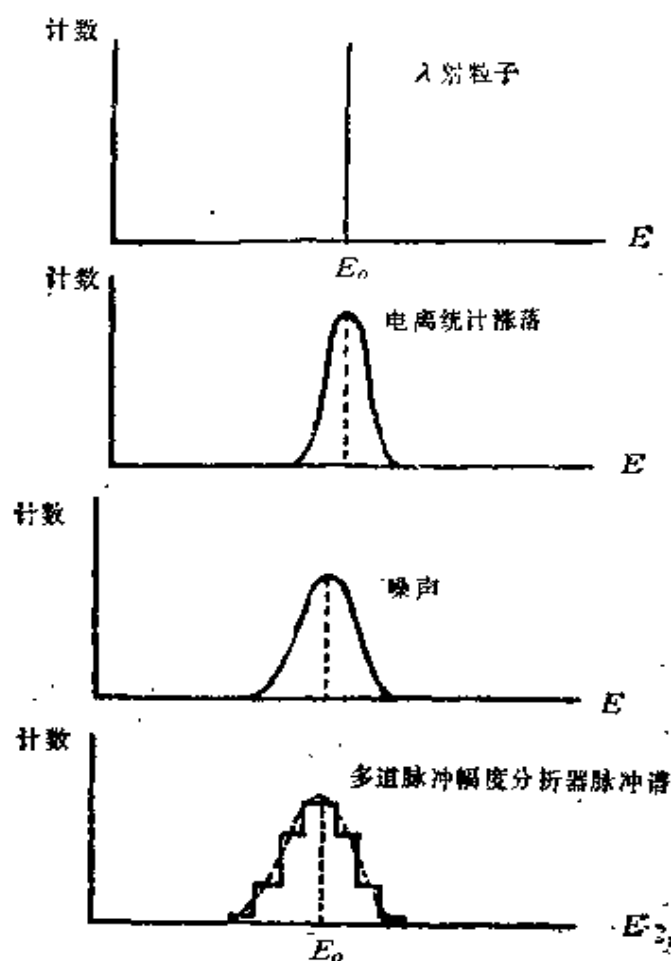


图 3-7-3

$$\sigma = (\sigma_i^2 + \sigma_n^2 + \sigma_s^2)^{\frac{1}{2}}$$

σ_i ：电离统计涨落的统计偏差

σ_n ：探测器—放大器噪声引起的统计偏差

σ_s ：所有其它因素引起的统计偏差，例如探测器的入射窗或死层、立体角及被测粒子本身的离散性等。

能谱峰的最可几值表示了入射粒子的能量，能谱的面积表征

了入射粒子的强度，能谱峰的半高宽 (FWHM) 叫做能量分辨率。若以百分数表示则能量分辨率定义为 $\eta = \frac{FWHM}{E_0}$ ， η 越小，谱仪能量分辨率越好。一般来说，半导体探测器能谱仪的分辨率约为 0.4—0.5%，NaI(Tl) 闪烁谱仪约为 7%，气体探测器约 1%。

3. 能量刻度曲线

利用谱仪技术测量粒子的能量最基本的依据是谱仪输出的脉冲幅度与射线能量间有理想的线性关系。实际上由于多种因素的影响，这种关系对直线有一定的偏离，称为非线性。线性的好坏和范围取决于探测器、放大器以及多道脉冲幅度分析器本身的性能和它们的工作条件。谱仪输出脉冲幅度（多道脉冲幅度分析器的道址）与粒子能量的关系曲线叫能量刻度曲线或能量校正曲线。图 3-7-4 是 α 谱仪能量刻度曲线。对于能量未知的粒子，由谱仪测出其脉冲幅度后，利用能量刻度曲线就可求出它的能量。能量刻度方法如下：利用已知能量的一组标准放射源，测量这些粒子的脉冲谱；由粒子的能量值确定相应脉冲谱道址对应的能量；最后便可得到能量—脉冲幅度（道址）关系曲线。在实际测量和能量刻度时，谱仪的工作状态应完全相同。

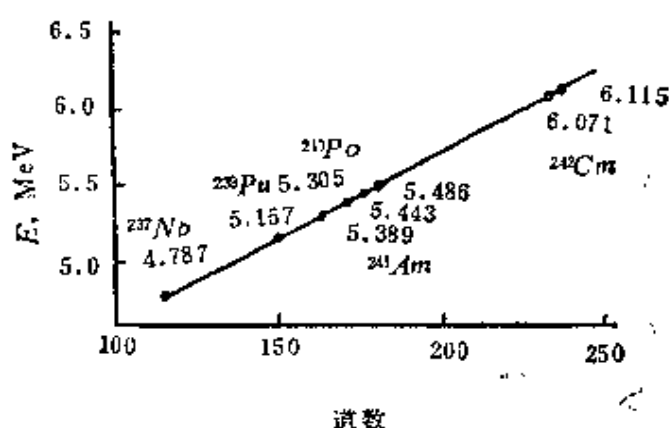


图 3-7-4

三、 α 射线能谱仪

1. α 磁谱仪

它是用磁分析方法来测量 α 粒子能量的。在平面内以速度 v 运动的带电粒子，垂直进入均匀磁场 B 中，则带电粒子的运动方程：

$$qvB = \frac{Mv^2}{\rho}$$

其中 q 为粒子的带电量， B 为磁感应强度， ρ 为圆周运动的半径，粒

子动能 $E = \frac{1}{2}Mv^2$ ，由此可得

$$E = \frac{q^2}{2M}(B\rho)^2$$

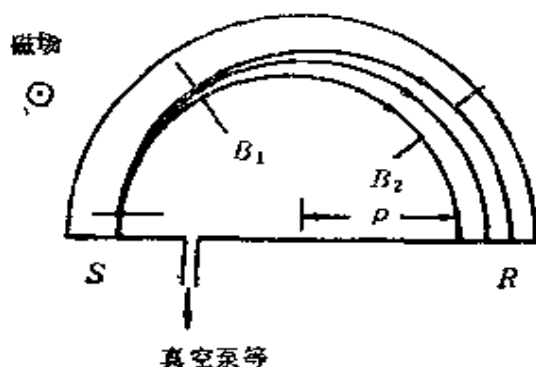


图 3-7-5

对于质量已知的带电粒子和已知磁感应强度 B 的情况下，测量轨道半径 ρ 便可确定它的能量。乘积 $B\rho$ 叫磁刚度 (magnetic rigidity)。图3-7-5表示了 α 磁谱仪结构示意图，由源 S 发射出的 α 粒子经光阑准直后进入磁场 B 中，以半圆形轨道运动。

在 180° 处由原子核乳胶记录下带电粒子出口位置和强度。图中 B_1 和 B_2 是隔板，用以限定 α 粒子束的几何尺寸。不同能量的 α 粒子有不同的轨道半径，在核乳胶片上相应有不同的位置。根据 ρ 的大小可以确定其能量。

α 磁谱仪主要优点是能量分辨率高，可达到0.1%，并且可以对粒子能量进行绝对测量。 α 磁谱仪由于加工复杂，需要磁铁量多（几吨—几十吨），因此造价昂贵；由于有效立体角小探测效率低，不适于弱放射源的测量。由于这些弱点，现在 α 磁谱仪仅

在对分辨率要求特别高或对能量进行精密测量（如 α 能量标准的测定）的情况下才使用它。

2. 气体探测器 α 能谱仪

由气体探测器和相应的电子学单元及记录系统组成的 α 能谱仪，主要使用屏栅电离室和正比计数器。由屏栅电离室组成的 α 谱仪的 α 源可以放在电离室内部，立体角大(2π)，探测效率高，放射源面积也可以做大一些($20-100\text{cm}^2$)，其能量分辨率一般在0.6%左右，最好的可达到0.25%。屏栅电离室 α 谱仪适于探测放射性弱的放射源。

正比计数器由于受气体放大倍数涨落的影响，能量分辨率比电离室差。但当在有 β 、 γ 本底的情况下，使用正比计数器有利于剔除 β 、 γ 本底。

3. 半导体探测器 α 谱仪

由半导体硅探测器和相应的电子学单元及记录系统组成的 α 谱仪。这种谱仪主要优点是能量分辨率好（可达到0.5%~0.2%），要测 α 粒子能量必须选择探测器，灵敏层厚度足以使 α 粒子能量被完全吸收。常用结型、面垒型和Si(Li)探测器，可以测量 α 粒子能量最大可达到几十兆电子伏。对于裂变碎片和其它重离子，由于在射程末端附近速度变慢，电离本领增大载流子密度很高，复合损失率加大，再加上核阻止效应的影响使脉冲幅度会相应地变小，这就是所谓的“脉冲亏损”效应。它使谱仪的能量分辨率和线性都变差。这种情况下用屏栅电离室或正比计数器探测重离子，其能量分辨率反而会相应的好一些。所以从70年代开始，气体探测器又得到了新的发展，广泛应用于重离子物理实验研究中。

4. 闪烁 α 谱仪

探测 α 粒子及其它重带电粒子一般都选用发光效率高的无机晶体。例如CsI(Tl)晶体，它对 ^{210}Po 的5.3MeV α 粒子的能量分辨率一般在4%左右，最好可达1.8%。ZnS(Ag)晶体由于透明

度差，能量分辨率也差，不适于 α 粒子能谱测量，可用于强度测量。半导体探测器出现以后， α 闪烁谱仪就很少用了。

四、 β 射线能谱仪

1. β 磁谱仪

由磁分析方法测定 β 粒子能量的装置。基本原理与 α 磁谱仪相同。由于 β 衰变放出的电子能量在0.3~2MeV之间，相应的速度

$\beta = \frac{v}{c} > 0.95$ ，所以必须用相对论关系来处理。电子在垂直于均匀磁场的平面中运动：

$$\text{运动方程} \quad \frac{mv^2}{\rho} = evB$$

$$\text{电子动量} \quad P = mv = eB\rho$$

$$\begin{aligned} \text{电子动能} \quad E &= mc^2 - m_0c^2 \\ &= [p^2c^2 + (m_0c^2)^2]^{\frac{1}{2}} - m_0c^2 \\ &= m_0c^2 \left\{ \left[\left(\frac{eB\rho}{m_0c} \right)^2 + 1 \right]^{\frac{1}{2}} - 1 \right\} \end{aligned}$$

或者 $E(\text{keV}) = 510.976 \{ [3442.2 \times 10^{-10} (B\rho)^2 + 1]^{\frac{1}{2}} - 1 \}$
式中 m 为电子质量， m_0 为电子静止质量， v 为电子速度， e 为电子电荷， B 为磁感应强度， c 为真空中光速， ρ 为电子运动轨道半径。在数值表达式中， $B\rho$ 的单位为高斯·厘米。由 $B\rho$ 值可以求得电子的动能。

β 磁谱仪有两类：一类是横向磁场谱仪，电子运动轨道与磁场方向垂直。例如，半圆聚焦谱仪， $\sqrt{2}\pi$ 双聚焦谱仪等。这类谱仪能量分辨率好，最好可达 10^{-4} 。另一类是纵向磁场谱仪，电子运动轨道与磁场方向平行。例如，螺线管或薄透镜磁谱仪。这类磁谱仪传输率高而分辨率较差。利用 β 磁谱仪可以精确测量 β 粒子、内转换电子及 γ 光子（通过次级电子）的能量，并建立它们的绝对能量标准。

2. β 闪烁谱仪

由闪烁体、光电倍增管及相应的电子学单元和多道脉冲幅度分析器等组成的可探测 β 射线（电子）能量的装置。电子在通过物质时发生大角度散射的几率大，并且这种散射几率随物质的原子序数增大而迅速增加。发生大角度散射的电子最后可能从晶体中逃走。对这样的电子，闪烁探测器所产生的脉冲高度只相应于电子逃离晶体前在闪烁体内所损失的能量，而不是电子能量的全部。因此， β 闪烁谱仪测到的 β 能谱会发生畸变，低能部分偏多。为了减少电子大角度散射的影响，通常都选原子序数较低的有机闪烁体（例如蒽、对联三苯）或塑料闪烁体来探测 β 射线；同时对放射源采取好的准直措施，使电子接近于垂直方向入射到闪烁体，增大穿透深度从而减少散射出晶体的几率；也可以采用 4π 立体角入射方式。

β 闪烁谱仪的能量分辨率较差，对 ^{137}Cs 的624 keV内转换电子的分辨率约13%。

3. β 半导体探测器谱仪

由半导体硅探测器、相应的电子学单元和多道脉冲幅度分析器等组成的探测 β 射线能量的装置，有两种类型的硅探测器可供选择。一种是金硅面垒式探测器；一种是Si(Li)探测器。金硅面垒探测器灵敏层厚度最大约为1毫米，因此只适用于探测几十到几百keV的低能电子。它在低温下使用，对 ^{137}Cs 624keV内转换电子的能量分辨率可达到0.2%。Si(Li)探测器灵敏层较厚，可达到5毫米。它可以探测MeV量级的 β 射线或内转换电子，在低温下使用，能量分辨率可好于1%。

五、 γ 射线能谱仪

1. 单晶闪烁 γ 谱仪

由NaI(Tl)晶体、光电倍增管、高压电源、放大器和多道脉冲幅度分析器等组成的 γ 能谱仪。NaI(Tl)晶体和光电倍增管的光阴极通过光导连在一起，放在一个密闭的圆筒式盒子里。高压

电源供给光电倍增管工作电压，一般为500~2500伏连续可调，并且电源输出电压的稳定性好（~0.05%），长期漂移要小；输出电流为几百 μA 至几个mA。

当入射的 γ 射线同晶体发生作用时，便产生光电效应、康普顿效应和电子对效应（当 γ 射线能量超过1.02MeV时）。这三种效应的次级电子在闪烁体中引起闪烁发光，到达光电倍增管光阴极

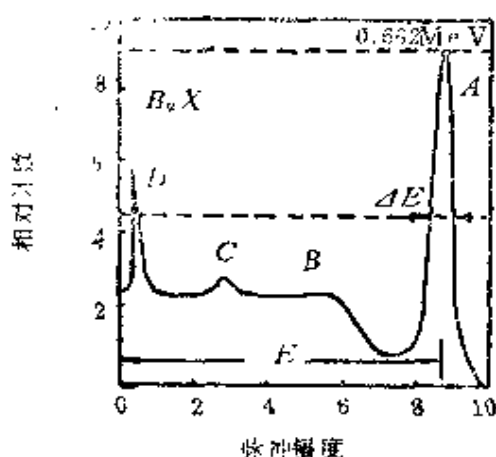


图 3-7-6

上的光子便产生光电子，经过光电倍增管的倍增，最后在光电倍增管阳极上给出负的电脉冲信号，由电子学单元处理后记录下来。单能 γ 射线通过闪烁探头输出的脉冲幅度谱是连续的。图3-7-6表示了用NaI(Tl)单晶闪烁谱仪测量 ^{137}Cs - γ 射线所得到的 γ 能谱，

其各部分的解释如下：

全能峰（图中字母A表示）：相应于 γ 射线能量被晶体全部吸收，总计有三种过程。光电效应产生的光电子、X射线和俄歇电子都被晶体吸收；康普顿效应产生的康普顿电子及散射光子被晶体全部吸收；如果 γ 射线能量超过1.02MeV，则会发生电子对效应。正负电子对的动能及正电子湮灭辐射都被晶体全部吸收。

康普顿谱（B）：康普顿反冲电子能量是连续分布的，即

$$E_e = \frac{E_r^2(1 - \cos\theta)}{m_0 c^2 + E_r(1 - \cos\theta)}$$

θ 是散射光子的散射角， E_r 是入射 γ 射线的能量， $m_0 c^2$ 是电子静止能量。当 γ 光子在晶体中发生反散射时，反冲电子动能最大，即

$$E_{e_{\max}} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{m_0 c^2}{2E_{\gamma}}}$$

这个能量值在能谱图上称做康普顿边。对 ^{137}Cs 放射源发出的 γ 射线， $E_{e_{\max}} = 478\text{keV}$ 。

反散峰(C)： γ 光子同晶体周围的介质作用发生康普顿散射，当反散射光子回到晶体而被记录下来。反散射光子能量近似为一常数，约 200keV 。

Ba-K_x射线峰(D)： ^{137}Cs 发生 β^- 衰变后生成 ^{137}Ba 。 ^{137}Ba 的 0.662MeV 激发态也会放出内转换电子而留下K层空位。当外层电子填充时便产生K_x射线。若这个K_x射线被晶体吸收便形成Ba—K_x射线峰，其能量约 32keV 。

如果入射光子能够引起电子对效应，那么除了对全能峰有贡献外，在 γ 能谱上还会出现新的能量峰。

单逃逸峰：晶体只记录下电子对的总动能和正电子湮灭时所产生的一个光子；另一个光子逃逸出晶体。单逃逸峰相应的能量为 $E_{\gamma} - 0.511\text{MeV}$ 。

双逃逸峰：晶体只记录下电子对的总动能而正电子湮灭时所产生的两个 0.511MeV 的 γ 光子全部逃逸出晶体。双逃逸峰相应的能量为 $E_{\gamma} - 1.02\text{MeV}$ 。

湮灭峰：较高能量的 γ 射线也会同晶体周围的介质发生电子对效应。当正电子湮灭时所产生的 0.511MeV 的 γ 光子，可能有一个进入晶体而被记录下来，这就是湮灭峰（相应的能量为 0.511MeV ）。此外，当放射源有 β^+ 衰变时， β^+ 粒子在介质中湮灭所产生的 γ 光子也可能射入晶体而被记录下来，形成湮灭峰。

在所有 γ 射线的能量峰中，全能峰是最重要的。它直接对应于 γ 射线的能量，其形状规则便于识别。

γ 闪烁谱仪的能量分辨率通常以 γ 射线全能峰半高宽(FWHM)来表示。常用的 γ 射线源有 $^{137}\text{Cs}(662\text{keV})$ 、 $^{60}\text{Co}(122$

keV) 和 ^{55}Fe (5.9keV) 等。NaI(Tl)单晶 γ 谱仪对 ^{137}Cs — γ 射线能量分辨率(FWHM)一般为60~70keV,相对分辨率约为10%;选用好的闪烁体和好的光电倍增管,其分辨率可达到6~7%。

2. Ge(Li) γ 射线谱仪

它是以Ge(Li)探测器替代NaI(Tl)晶体所组成的 γ 射线谱仪。同NaI(Tl) γ 谱仪相比,Ge(Li) γ 谱仪最主要的优点是能量分辨率好。图3-7-7是两种 γ 谱仪测量 ^{60}Co γ 射线的结果。对于1.33 MeV的 γ 射线,Ge(Li) γ 谱仪的能量分辨率为1.9keV(0.14%);NaI(Tl) γ 谱仪为93keV(7%)。Ge(Li)探测器需要在液氮温度下使用和保存,结构也相应的复杂一些,这是它不方便之处。它的体积也受到限制,探测效率不如NaI(Tl)晶体高。Ge(Li) γ 谱仪多用于复杂 γ 谱或 γ 射线能量精确测定之中。

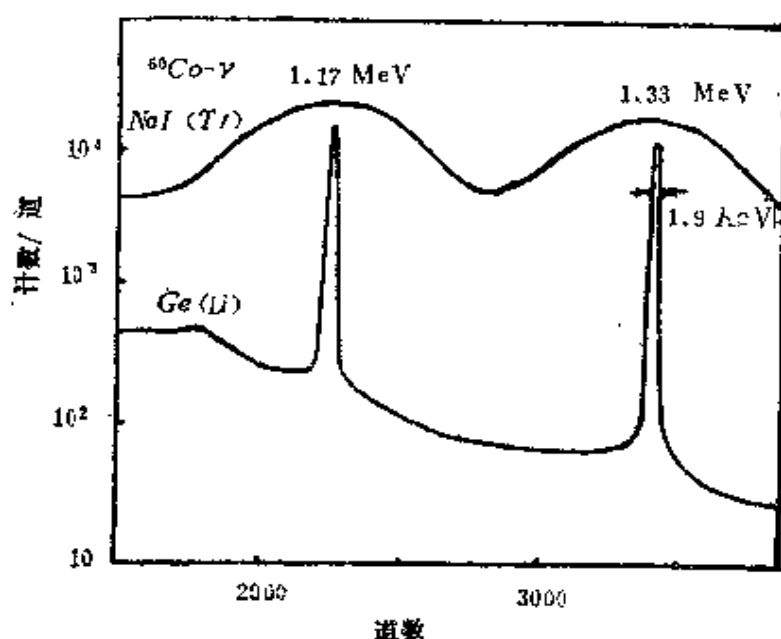


图 3-7-7

3. BGO γ 射线谱仪

它是20世纪80年代新发展起来的一种 γ 闪烁晶体谱仪。谱仪的探头是锗酸铋,其成分为 $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$,简称BGO。这种晶体的某些性质列于表3-7-1。为了便于比较同时也列出了NaI(Tl)晶

体相应的性质。BGO闪烁晶体主要优点是，平均原子序数高、密度大，探测 γ 射线效率高，特别适于探测高能 γ 射线($>10\text{MeV}$)。由于BGO晶体光产额低(只有NaI(Tl)的 $\frac{1}{10}$)，折射率大($n=2.15$)、最大发射波长较长和晶体中含有俘获泡等因素的影响，它的能量分辨率目前还赶不上NaI(Tl)晶体。表 3-7-2 列出了相同

表 3-7-1

闪 烁 体	BGO	NaI(Tl)
密度 (g/cm^3)	7.13	3.67
光 输 出	1.0—1.6	10.0
折 射 率	2.15	1.85
发射最强波长(nm)	480	415
潮 解	无	有
衰减常数 (ns)	300	230
热中子截面 (巴/克)	3.4×10^{21}	2.7×10^{22}

表 3-7-2

闪 烁 体	BGO		NaI(Tl)	
γ 能量 (MeV)	能量分辨率	全能峰相对效率	能量分辨率	全能峰效率
0.662	14.4%	3.3	8%	1
1.33	11.8%	4.5	6.6%	1
2.754	7.9%	5.6	5.8%	1
4.4	7.3%		/	/

大小($\phi 38 \times 38\text{mm}$)的BGO与NaI(Tl)晶体 γ 谱仪的性能。从表中看出BGO晶体探测 γ 的效率比NaI(Tl)晶体好。如果选用更

大体积的BGO晶体，可以有效地探测10MeV以上能量的 γ 射线。对于 $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ 反应产生的15MeV γ 射线，用 $\phi 7.6 \times 7.6\text{cm}$ 、距靶45cm远的BGO晶体测量，全能峰的绝对效率约为48%；它与 $\phi 15.2 \times 25.4\text{cm}$ ，距靶10cm远的NaI(Tl)晶体相当（约43%）。因此，人们可以选用小体积的BGO晶体代替NaI(Tl)，使探测器尽量靠近辐射源或核靶，以增大立体角，提高计数率。小体积的BGO又可以降低宇宙射线本底的影响，使屏蔽设备大大减小。此外，BGO的中子激活截面小，它适于在强中子本底下探测高能 γ 射线。如果BGO晶体的制作技术和光耦合（晶体—光电倍增管光阴极）方法进一步改善，它的能量分辨率有可能达到或超过NaI(Tl)晶体。

4. 反康普顿谱仪

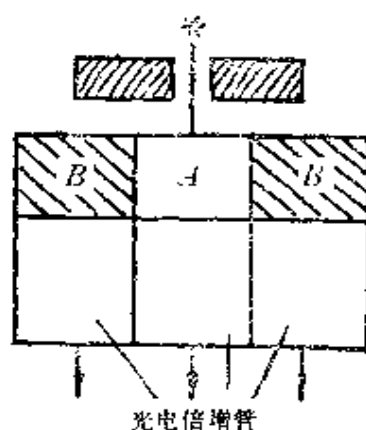


图 3-7-8

它是为了拟制康普顿电子本底而设计的。其原理图如图 3-7-8 所示，处于中央的 γ 探测器被另一环形 γ 探测器所包围。中央探测器(A)可以是Ge(Li)或NaI(Tl)晶体；环形探测器(B)可以是塑料闪烁体、NaI(Tl)晶体等。当 γ 射线在A中发生康普顿散射时，A记录下康普顿电子。如果散射光子从晶体A逃走进入B而被B记录下来，A和B将同时有信号输出。利用反符合技术，B的信号作为反符合信号使探测器A中康普顿电子所产生的脉冲信号不被记录。这样在主晶体A的 γ 能谱中康普顿电子的贡献大大减小，而全能峰的比例相对地加大，有利于挑选全能峰。图3-7-9是一个由Ge(Li)和环形NaI(Tl)晶体所组成的反康普顿谱仪和单纯Ge(Li)谱仪测量 ^{60}Co γ 射线所得能谱的比较。前者的康普顿坪要比后者小10倍而全能峰基本相同。

图3-7-9是一个由Ge(Li)和环形NaI(Tl)晶体所组成的反康普顿谱仪和单纯Ge(Li)谱仪测量 ^{60}Co γ 射线所得能谱的比较。前者的康普顿坪要比后者小10倍而全能峰基本相同。

5. 电子对谱仪

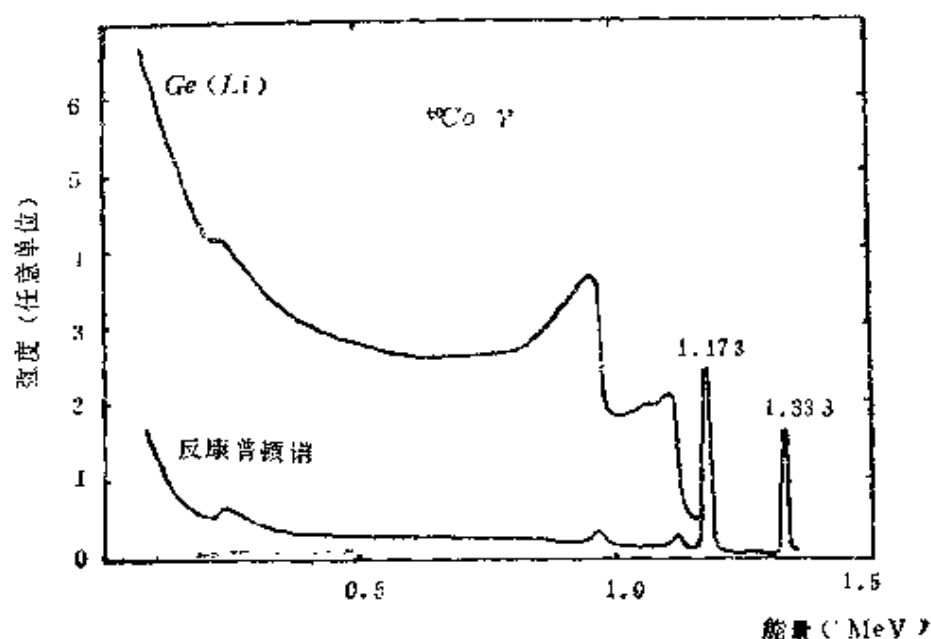


图 3-7-9

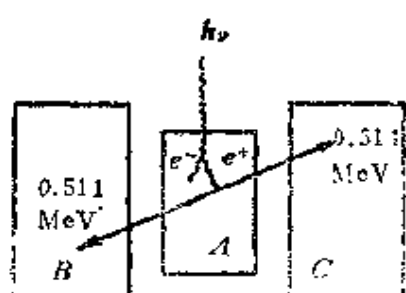


图 3-7-10

电子对谱仪用来探测2MeV以上的高能 γ 射线。探头结构如图3-7-10所示。中心探测器A被两侧两个探测器B和C所包围。当 γ 光子在A中发生电子对效应并且产生的两个0.511MeV湮灭光子分别被B、C记录时，三个探测器各有一个信号产生(相应于同一个 γ 射线)。

信号A相应于电子对动能；信号B和C各相应一个0.511MeV γ 光子。这三个信号脉冲“同时”输入到三重符合单元给出一个门控信号，触发多道脉冲幅度分析器，将A的脉冲信号记录下来，于是得到了一个只含有双逃逸峰的 γ 谱。而相应的全能峰，单逃逸峰和康普顿坪都被去掉了，使 γ 能谱大为简化。中心探测器可以是NaI(Tl)或者Ge(Li)。由于Ge(Li)探测器能量分辨率好，现在大多都选用Ge(Li)探测器；两侧的通常都用NaI(Tl)晶体，它可以做成大体积，并且探测 γ 射线效率较高。

6. 相加符合谱仪

它用于测量级联 γ 辐射的全能峰。其原理如图3-7-11所示。级

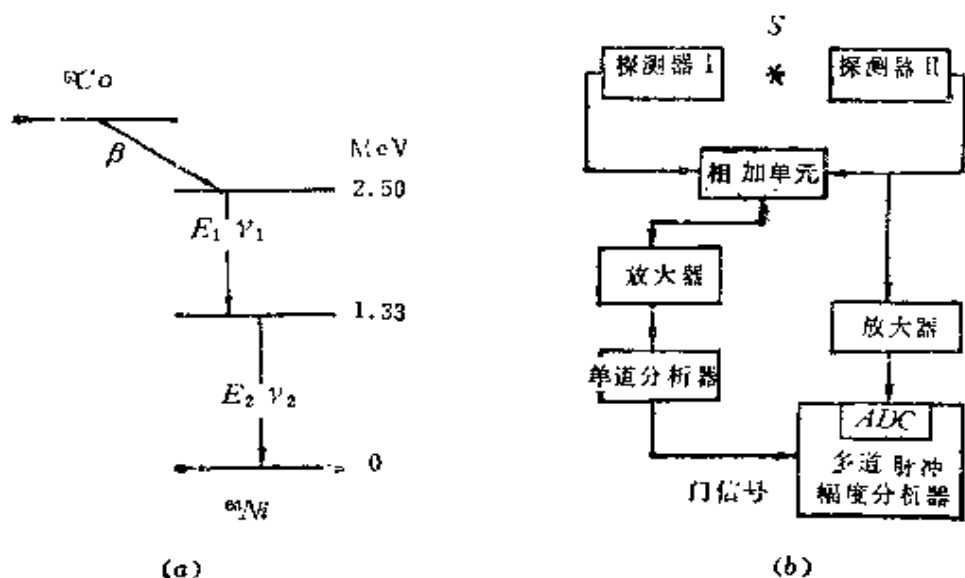


图 3-7-11

联 γ 射线被探测器 I 和 II 所探测。来自两探测器的脉冲信号经过一个具有脉冲幅度相加功能的电子学仪器的处理，变成一个和信号。这个和信号再经放大和单道分析器的选择，只允许相应于 $\gamma_1 + \gamma_2$ 全能峰的脉冲通过单道分析器，作为多道脉冲幅度分析器的门控信号，对来自探测器 II（也可以是探测器 I）的脉冲信号进行分析，结果只将 γ_1 和 γ_2 的全能峰记录下来，对 ^{60}Co 源得到了如图3-7-12所示的 γ 能谱，本底是相当低的。由 NaI(Tl)晶体组成的相加符合谱仪对1.33MeV的 γ 射线，其能量分辨率约为5%，远好于单晶谱仪（ $\sim 10\%$ ）。

六、中子探测方法

中子不带电，它通过物质时不能直接使其发生电离或激发。因此，探测中子是通过它与物质作用（与原子核作用）的次级效应实现的。

1. 中子核反应法

它是通过中子核反应产生的带电粒子来探测中子，主要用于

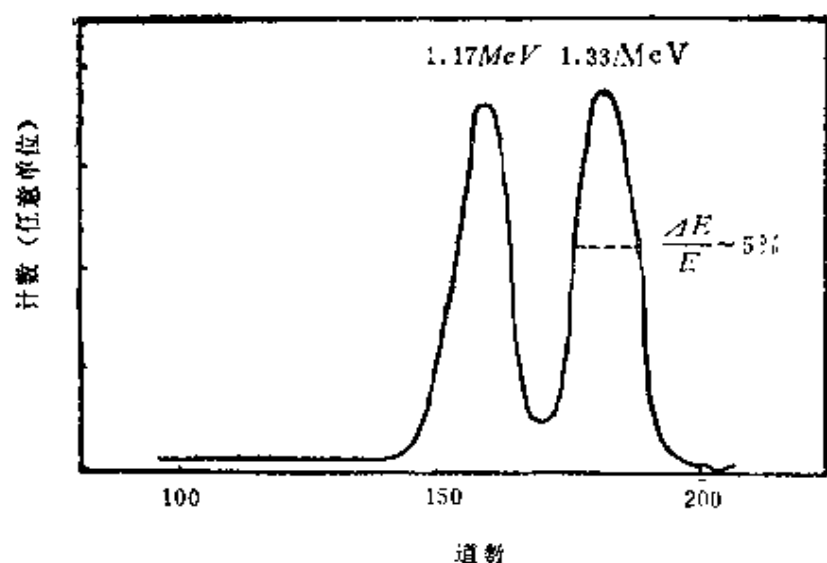


图 3-7-12

探测慢中子。所选择的核反应应有大的反应截面和较高的反应能。应用最多的有以下三种核反应。

- 1) $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ $Q = 2.792\text{MeV}(6.1\%)$ $\sigma_0 = 3840 \pm 11$
 $^{10}\text{B}(n, \alpha\gamma)^7\text{Li}$ $Q' = 2.31\text{MeV}(93.9\%)$
- 2) $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ $Q = 4.786\text{MeV}$ $\sigma_0 = 936 \pm 6$
- 3) $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ $Q = 0.764\text{MeV}$ $\sigma_0 = 5327 \pm 10$

Q 为核反应所释放的能量, Q' 为核反应实验 Q 值, $^{10}\text{B}(n, \alpha\gamma)^7\text{Li}$ 反应产物是 ^7Li 的激发态, 其平均寿命 7.3×10^{-14} 秒, 通过释放能量 $E_\gamma = 0.478\text{MeV}$ 的 γ 光子跃迁到基态, σ_0 表示热中子反应截面靶。

以硼反应为基础的探测器主要有 BF_3 正比计数器、硼电离室和载硼 ZnS 闪烁体等。天然硼中 ^{10}B 含量约为19.8%, 为了提高探测效率, 一般使用浓缩硼(96%以上)。

$^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ 反应的优点是放出的能量大, 中子产生的信号和 γ 射线本底的区分比较容易。根据此反应制成的中子探测器有锂玻璃闪烁体($\text{LiO}_2 \cdot 2\text{SiO}_2(\text{Ce})$), ^6LiF 夹心半导体探测器和 $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ 闪烁体等。慢中子反应截面服从 $1/v$ 定律, 速度小反应截面

大。因此，对于快中子一般先经过慢化变成慢中子后再探测。利用 ${}^4\text{He}(n,p){}^3\text{H}$ 反应的中子探测器有 ${}^3\text{He}$ 正比计数管、 ${}^3\text{He}$ 电离室等，由这个反应截面很大，可以直接测量几百keV的快中子。

2. 反冲质子法

由快中子在氢核上的弹性散射所产生的反冲质子来探测中子的方法。由动量和能量守恒得到反冲质子动能 $E_p = E_n \cos^2 \phi$ ，式中 ϕ 为反冲质子的出射角， E_n 为入射中子动能。当 $\phi = 0^\circ$ ，相当于对头碰，反冲质子动能最大 $E_p = E_n$ 。通常是测量沿入射中子束方向张角为 $\pm 10^\circ$ 范围内的反冲质子。这样测到的反冲质子能量粗略地等于入射中子的能量。氢气可以直接充在电离室或正比计数器内；也可以用含氢的固体辐射体，例如聚乙烯和各种有机闪烁体等。质子反冲法是测量快中子能谱和注量率的重要方法之一。

3. 中子活化法

这种方法是通过中子核反应产物的感生放射性来探测中子的。在热中子和共振中子能区，主要利用 (n, γ) 反应。常用来被激活的核素有 ${}^{115}\text{In}$ 、 ${}^{197}\text{Au}$ 、 ${}^{127}\text{I}$ 、 ${}^{55}\text{Mn}$ 和 ${}^{102}\text{Rh}$ 等，对几个MeV以上的快中子能区常用的核反应 ${}^{58}\text{Ni}(n,p){}^{58}\text{Co}$ ， ${}^{32}\text{S}(n,p){}^{32}\text{P}$ ， ${}^{27}\text{Al}(n,\alpha){}^{24}\text{Na}$ ， ${}^{12}\text{C}(n,2n){}^{11}\text{C}$ 等。它们都是有阈反应，可以测量中子注量率和中子能量。

4. 中子飞行时间法

通过测量中子飞行一段距离的时间来确定中子能量的一种方法。当中子能量低于30MeV时可以用非相对论来处理。中子动能

$E_n = \frac{1}{2}mv^2$ ， m 为中子质量， v 为中子的速度。如果中子在 t 时间内

飞行距离 l ，则中子速度 $v = \frac{l}{t}$ 。如果 E_n 单位用eV表示， l 的单位用

m表示， t 的单位用 μs 表示，则 $E_n = 5226 \frac{l^2}{t^2}$ ，或者 $t = 72.3 \sqrt{\frac{l}{E_n}}$ 。

因此，实验上只要测定出中子通过一段固定距离 l 所用的时间 t ，便可确定中子的能量。对于慢中子飞行时间在微秒量级；对于快中子，当距离为1米时的飞行时间约几十毫微秒。

飞行时间法的能量分辨率可表示为 $\frac{\Delta E}{E} = \frac{2\Delta t}{t} + \frac{2\Delta l}{l}$ ，飞行距离可以十分精确地确定，因此分辨率主要取决于飞行时间 t 的不确定值 Δt ， $\frac{\Delta E}{E} = \frac{2\Delta t}{t} = \frac{2.8\sqrt{E_n}\Delta t}{l}$ (%)。当 $\Delta t = 1\mu s$ ， $l = 10m$ 时，对中能中子 $E_n = 100eV$ ， $\Delta E/E = 2.8\%$ 。

七、小立体角法测 α 源活度

通过测量一定立体角内接受的 α 粒子数而得到 α 放射源活度的方法。其原理如图3-7-13所示。放射源 S 各方向同性地发射 α 粒子，经准直后的一束 α 粒子由 α 粒子计数系统记录下来。探测器可以选用金-硅面垒探测器、薄窗正比计数管或 α 闪烁体等。

源强计算方法如下：假设一点状放射源活度为 A ，每次衰变放出一个 α 粒子。实验上测到的计数率为 n ，本底计数率 n_b ，则净计数率 $n_0 = n - n_b = \frac{\Omega}{4\pi}A$ 。 Ω 为探测器对源所张的立体角。见图3-7-14。

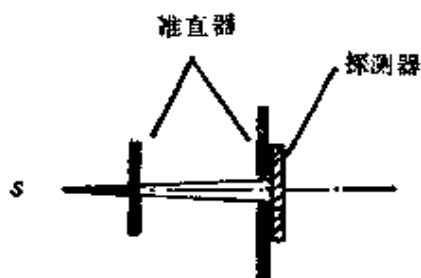


图 3-7-13

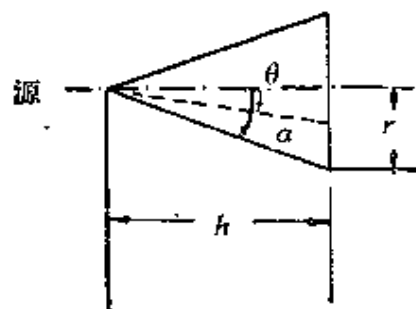


图 3-7-14

$$\Omega = \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi$$

式中 α 为 θ 的最大值, $\cos\alpha = \frac{h}{\sqrt{h^2 + r^2}}$

积分后得到

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \sqrt{\frac{h}{h^2 + r^2}} \right)$$

式中 h 为源到探测器的距离, r 为探测器灵敏半径。计数系统都有一定的分辨时间 τ , 当相邻两脉冲发生的时间间隔小于分辨时间 τ 时, 后一个脉冲不能被记录, 这叫做漏计数损失。因此必须进行漏计数损失校正。在分辨时间 τ 不变时, 单位时间内总的分辨时间为 $n\tau$ 。在 $n\tau$ 时间内进入计数器的粒子数中有 $nn'\tau$ 个被漏记。计数率的损失 $\Delta n = n' - n = nn'\tau$, n' 为单位时间内实际进入探测器的 α 粒子数, 它由下式计算:

$$n' = \frac{n}{1 - n\tau}$$

考虑到上述三种校正最后得到源活度 A 的表达式为:

$$A = \frac{n - n_b}{f_g f_r}$$

式中 $f_g = \frac{\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{\frac{h}{h^2 + r^2}} \right)$, 叫几何因子; $f_r = 1 - n\tau$, 叫分辨时间校正因子。

此法测 α 源活度的准确度很高, 源样品必须小和薄而且均匀, 以满足点源的几何条件和忽略源自吸收的影响。

八、时间谱仪

它是一种能够测量两个相继发生的核事件之间时间关系的谱仪系统。图3-7-15表示由时间—幅度变换原理组成的多道时间谱仪的基本结构。设探测器Ⅰ接受第一个核事件, 而相继发生的第二个核事件由探测器Ⅱ接受。它们分别经过各自的时间拾取单元, 便产生一个与输入脉冲起始时刻有确定时间关系的逻辑脉冲。两

路逻辑脉冲的时间差由时间—幅度变换单元来标定。时间—幅度变换单元（通常叫TAC）输出的脉冲幅度与输入的起始信号和停止信号间的时间差成正比。因此，由多道脉冲幅度分析器分析TAC单元的输出信号幅度，便可得到表征时间关系的脉冲谱，经过时间刻度后，便可得到两核事件间的时间关系。第Ⅱ路中加入一个延迟单元，目的是将第Ⅱ路的脉冲信号延迟某一固定的时间 t_d ，以增大TAC单元输出脉冲的幅度，便于多道脉冲幅度分析器进行分析。所得到的时间谱如图3-7-16所示。 t' 表示两个核事件

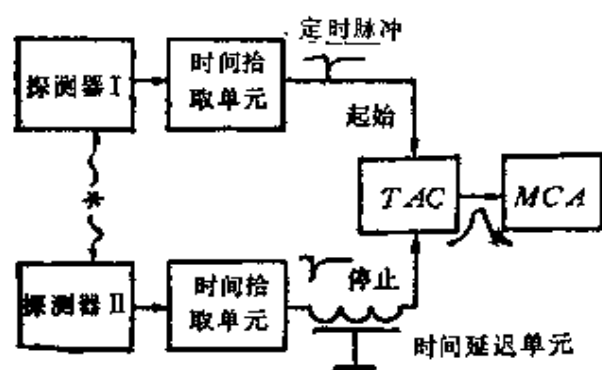


图 3-7-15

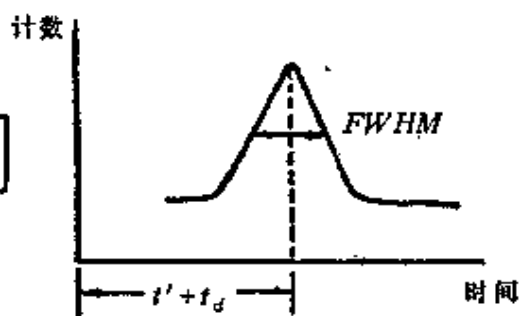


图 3-7-16

的时间差。时间分析谱仪常用来测量核激发态的短寿命、正电子在各种物质中的平均湮灭寿命及核粒子的飞行时间等。它是实验核物理学中一项重要的实验技术。

九、 ΔE - E 计数望远镜

它是由透射探测器（ ΔE ）和停止探测器（ E ）及相应的电子学单元等组成的二维能谱仪系统。因为这个系统只接受某一确定方向来的粒子，如同望远镜观测远处的物体一样，所以叫做计数望远镜。计数望远镜可以用来鉴别入射粒子的原子序数 Z 值。它的工作原理有二种。

1. 能损法：非相对论贝蒂—布洛赫（Bethe—Bloch）公式可以简化为

$$-\frac{dE}{dx} = B\left(\frac{MZ^2}{E}\right)\ln\left(\frac{bE}{M}\right)$$

式中 B 和 b 是与入射粒子无关的常数； M 和 E 是入射粒子的质量和能量； Z 是入射粒子的原子序数。如果能量为 E 的入射粒子在厚度为 d 的透射探测器中损失的能量 $\Delta E \ll E$ ，并且忽略对数项的影响，则

$$E \cdot \Delta E \propto AZ^2$$

A 是入射粒子的质量数。不同粒子的 AZ^2 值是不一样的。因此，实验上只要测定了 ΔE 和 E 两个信号的幅度，便可由这二个信号相乘而将不同的粒子鉴别出来。

2. 射程—能量法：在一定能量范围内，粒子的射程 R 与能量 E 之间有如下的经验关系：

$$R = aE^b$$

a 是一个与粒子类型有关的参量， $a \approx \frac{1}{AZ^2}$ ； b 是一个常数， $b \approx 1.73$ 。如果一个能量为 $E + \Delta E$ 的粒子在透射探测器和停止探测器（同一种材料）中损失的能量分别为 ΔE 和 E ，则由上面的经验关系得到

$$d + R = a(E + \Delta E)^b$$

整理后得到

$$AZ^2 d = (E + \Delta E)^b - E^b$$

由此式可知，通过 ΔE 和 E 的测量和脉冲信号的适当变换也可以表征粒子的 AZ^2 值（ d 是透射探测器的厚度）。

轻带电粒子（如 p 、 d 、 T 、 ^3He 、 ^4He 等）的 AZ^2 值差别较大，用此法可以鉴别核素；较重粒子间的 AZ^2 值差别小，有的甚至相互交叉，因而不容易鉴别。计数望远镜法是鉴别粒子原子序数的有效方法之一。如果还要同时鉴别粒子的质量，就需要同其它方法（例如飞行时间法）相结合才能实现。

透射探测器可选用薄的全耗尽型硅探测器、屏栅电离室或正

比计数器等；停止探测器一般选用硅探测器或能量灵敏的气体探测器。图3-7-17表示一个由屏栅电离室(ΔE)和金硅面垒半导体探测器组成的重离子计数望远镜探头部分。入射粒子穿过屏栅电离室灵敏区损失能量 ΔE ，然后进入并最后停止在半导体探测器灵敏层内，损失能量为 E_R 。 $\Delta E + E_R = E$ ， ΔE 和 E_R 是一个粒子产生的关联事件，它们共同标识一个入射粒子的特征。由双参数电子学处理与分析系统可以直接以二维坐标的形式将这两个脉冲同时记录下来。图3-7-18是用计数望远镜测量 $^{13}\text{C} + ^{17}\text{O}$ ($E_{\text{Lab}} =$

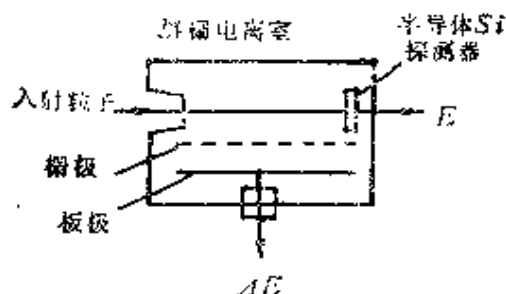


图 3-7-17

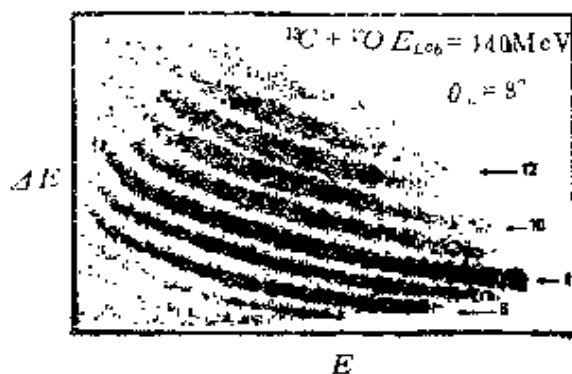


图 3-7-18

140MeV) 全熔合反应产物得到的二维图。图中数字指明了产物的原子序数值。纵坐标表示能量损失 ΔE ，横坐标表示产物粒子的能量。

十、重离子飞行时间方法

直接测量重离子飞行一定距离所需的时间，经计算可得到粒子的速度和能量。在非相对论情况下，粒子的质量数 A 、能量 E 和它飞越一定距离 l 所需时间 t 的关系如下：

$$t_{nr} = 0.72 l_{cm} \left(\frac{A_{amu}}{E_{MeV}} \right)^{\frac{1}{2}}$$

式中各量的右下标表示所用的单位。实验上直接测量了飞行时间 (TOF) t ，便可由上式计算出粒子的能量。如果 A 是已知的，并且飞行距离的误差忽略不计，则飞行时间法的能量分辨率

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta t}{t} = 2.78 \frac{\Delta t_{\text{c.m.}}}{t_{\text{c.m.}}} \left(\frac{E_{\text{MeV}}}{A_{\text{amu}}} \right)^{\frac{1}{2}}$$

原则上讲，飞行距离可以很长并且能够精确测量，影响能量分辨率的主要因素是飞行时间的测量精度。目前的时间测量技术所达到的精度足以使能量分辨率好于1%。因此，飞行时间法是测量重离子能量的好方法之一。

如果除了测量飞行时间 t 之外，还能同时用能量灵敏探测器测量粒子的能量 E ，那么飞行时间法还可以用来鉴别未知入射粒子的质量。

$$A_{\text{amu}} = 1.93 \frac{t_{\text{c.m.}}^2 E_{\text{MeV}}}{l^2}$$

质量分辨率

$$\frac{\Delta A}{A} = \left[\left(\frac{\Delta E}{E} \right)^2 + \left(\frac{2\Delta t}{t} \right)^2 + \left(\frac{2\Delta l}{l} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

对质量分辨率的主要贡献来自 E 探测器的能量分辨率和飞行时间谱仪的时间分辨率。

图3-7-19表示用飞行时间法鉴别重离子核反应产物质量的实验原理。两个定时探测器相距 l ，重离子束流打到靶上产生核反应，在 θ 方向上测量出射粒子通过 l 的时间 $t(t=t_2-t_1)$ ，能量探测器用来探测粒子的能量 E 。 t 和 E 是一一对应的，一组 (t, E) 值表征一个核粒子。经过双参数分析器，以二维方式将 E, t 值分类记

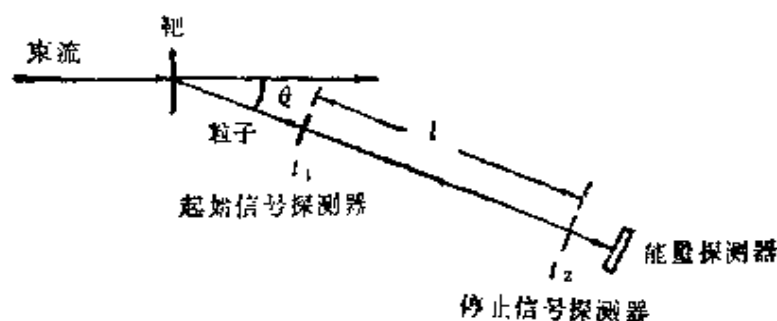


图 3-7-19

录下来，或者经过适当的数据处理，给出 (E, A) 关系图。例如，对于 ^{18}O (36 MeV) + ^{12}C 熔合反应，在 $\theta_L = 8^\circ$ 方向上测量蒸发残核质量数与能量的关系，如图 3-7-20 所示，不同质量的粒子群清晰可见。

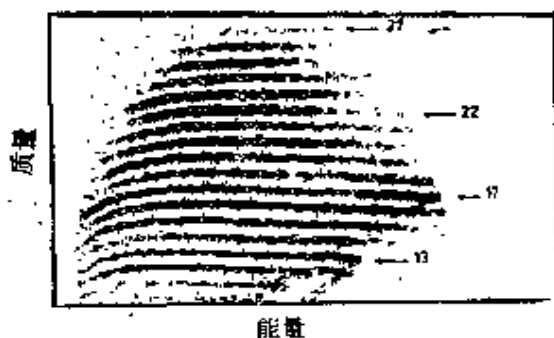


图 3-7-20

飞行时间法中能量探测器

多选用优质的金硅面垒探测器或气体探测器，定时探测器可选用透射式全耗尽硅探测器、塑料薄膜闪烁体、微通道板电子倍增器(MCP)或平行板雪崩探测器等。金硅面垒探测器适于较高能量的较轻重离子的定时探测，主要缺点是，它的厚度会引起严重的多次散射效应，并且需要精确的计数率损失校正。塑料闪烁体主要有NE111, NE102, Pilot B等，它们光脉冲的上升时间 $<1\text{ns}$ ，与快光电倍增管配合一般可得到500ps的时间分辨率。好的可以达到300ps。微通道板实际上是一个电子倍增器，其放大倍数约为 10^7 。它与一个薄碳膜 $(\sim 10\mu\text{g}/\text{cm}^2)$ 相结合可获得定时信号。当一束离子通过薄碳膜时便产生次级电子。这些电子受到电场加速，并且在电场或磁场的作用下经过一定的偏转到达微通道板引起电子倍增。于是在微通道板阳极获得一个快的脉冲信号。它标志离子到达碳膜的时间信息。微通道板是定时探测器中较好的一种。平行板雪崩定时探测器根据带电粒子在气体探测器中引起雪崩面提取时间信号。表3-7-3列出了目前常用的几种定时方法的性能。脉冲束定时方法有最好的分辨时间。

十一、位置灵敏探测器

能够测定核辐射粒子位置信息的探测器。通常用做磁谱仪焦平面探测器及测量核反应出射粒子角分布等，在核物理和粒子物理实验中有着广泛的应用。目前常用的主要类型有核乳胶、固体

表3-7-3

定时信号来源	定时位置	面 积 (cm^2)	厚 度 ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	时间分辨率 (ps)
表面势垒探测器	停 止	2—4	3×10^3	≈ 150
闪烁体	起 始	0.15	20	≈ 300
微通道板(MCP)	起 始	20	20	≈ 150
平行板雪崩探测器	起始或停止	$\leq 10^4$	≥ 400	≈ 250
气体闪烁探测器	起始或停止	25	≥ 250	≈ 200
脉冲束	起 始			≈ 100

径迹探测器、半导体位置灵敏探测器、多丝正比室、平行板雪崩位置灵敏探测器、电阻丝正比室、火花室及位置灵敏气体闪烁正比计数器等。除了核乳胶和固体径迹探测器直接记录入射粒子的位置外，其它大都是根据不同位置入射的粒子在探测器中产生的脉冲幅度不同或者电荷收集时间上的差别来测定粒子的位置。图3-7-21表示一维位置灵敏半导体探测器结构及原理图。一块长条形金硅面垒探测器，它的背面是均匀的高电阻层（总电阻约 $10 \sim 20 \text{ k}\Omega$ ）。设入射粒子在 x 处的耗尽层中产生电子—空穴对，那么在背面的电流信号分为两路：一路流经电阻 R_1 到地；另一路经电阻 R_2 到电荷灵敏前置放大器。由并联电阻分流原理并考虑到总电流与入射粒子能量成正比，则流经 R_2 的电流：

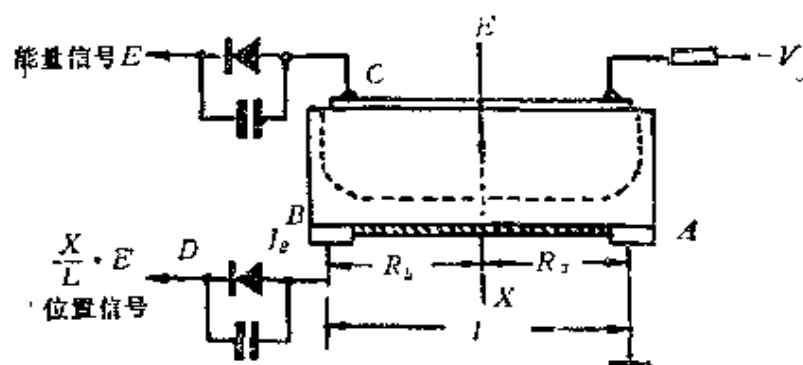


图 3-7-21

$$I_B \propto \frac{R_a}{R_a + R_b} E \propto \frac{x}{L} E$$

所以前置放大器的输出脉冲幅度

$$V_D \propto \frac{x}{L} E$$

E 为入射粒子能量，不同的入射点相应于不同的 x 值，因而脉冲幅度 V_D 大小也不同。这样就可以根据输出脉冲幅度的大小来确定入射粒子的位置。在正面 c 处引出的是入射粒子的能量信号（脉冲幅度 $\propto E$ ）。表3-7-4列出了常用的几种位置灵敏探测器的性能。

表 3-7-4

探 测 器	位 置 分 辨 率
核乳胶	μm
半导体探测器	0.2~0.5mm
火花室	1mm
多丝室	<1mm
漂移室	几十个 μm
电阻丝正比室	1mm
螺旋管阴极正比室	0.5mm
平行板雪崩位置灵敏探测器	<1mm

第八章 一些核技术的应用

一、离子注入

它是利用离子注入机把一定能量的离子注入到固体材料中的一种方法。一台离子注入机实际上是一台小型离子加速器，主要由离子源、磁分析系统、加速聚焦系统、真空系统以及扫描换样装置等组成。所需注入的杂质原子（或分子）在离子源中被电离成正离子并通过引出系统形成离子束，然后在强电场作用下离子被加速到一定的能量，经磁分析器选出所需的离子，再经过扫描设备将离子注入到靶片中去。离子注入机注入离子的能量为几十到几百keV，束流强度0.1到几百 μA ，有的可达到几mA量级。注入离子种类取决于不同的要求，大多数离子注入机都能够提供 H^+ 、 B^+ 、 C^+ 、 O^+ 、 P^+ 、 Cl^+ 和 As^+ 等离子，有的能提供周期表中全元素离子注入。在离子注入过程中，离子注入机能自动调节和显示注入离子质量、发射度、注入位置、注入范围以及注入剂量等。

注入离子时会使样品材料产生辐射损伤。对于晶体会产生大量缺陷，同时注入的杂质原子往往处于间隙位置，一般不能提供导电性能。这些损伤可以通过退火方法加以消除，应用最广的是热退火。此外各种快速退火方法如激光退火、电子束退火、离子束退火、红外退火等也日益受到人们的重视。

离子注入最早出现于20世纪60年代初期，从半导体材料掺杂开始的。当时利用这种技术制成了许多性能优良的新型半导体器件和电路。在20世纪70年代，离子注入方法应用于大规模和超大

规模集成电路及新型化合物半导体器件的研制,并取得重大成就。实验发现,离子注入能改变材料的磨擦系数,提高金属表面的耐磨性、抗氧化性和抗腐蚀性;在一定条件下,还能在金属、表层形成亚稳相和非晶态。现在离子注入技术广泛应用于半导体(包括化合物半导体)、金属和绝缘体等材料的研究中。有人认为:离子束技术将是实现从天然材料时代到人造材料时代的关键,离子注入技术是进行“新材料设计”的重要手段。

二、离子束分析

1. 卢瑟福背散射分析(RBS)

当入射离子和靶原子核发生库仑相互作用时,一些入射离子会发生大角度的背散射。从已知的入射离子种类、能量和散射角、散射截面、入射离子数、靶原子数、能量损失等参数可以获得样品中元素的成分、含量和深度分布等信息。卢瑟福背散射分析是最早应用于元素分析的离子束技术之一,其特点是无损快速,不需要标准样品;对重元素灵敏度高,特别适于分析轻基体中的重元素。此法的分析灵敏度一般为ppm量级,有的可达到 5×10^9 原子/ cm^2 ;分析样品深度为 μm 量级,深度分辨率为 $10.0 \sim 20.0\text{nm}$ 。背散射分析通常多选用 α 粒子,其能量为 $0.5 \sim 3\text{MeV}$,一般由单级或串列静电加速器提供,束流斑点直径小于 1mm ,背散射角一般选为 $160^\circ \sim 170^\circ$ 之间。用能量分辨好的金硅面垒半导体探测器探测背散射粒子能量。

卢瑟福背散射分析主要用于固体物理、半导体物理和材料科学的研究之中。

2. 质子激发X射线分析(PIXE)

用质子轰击样品时,样品中核素原子的内壳层电子被电离出来,其电离截面比核反应截面大得多,电离产生的空穴被外层电子以一定的几率所填充,此时会发射特定能量的X射线。不同元素的原子发射特征X射线的能量是不同的。实验上测定特征X射

线能量和强度便可计算出元素的种类和含量。对于低原子序数 ($Z = 13-30$) 的元素探测它们的 KX 射线；对于较高原子序数 ($Z = 49-83$) 的元素探测它们的 LX 射线。PIXE 使用的质子束通常为 $1 \sim 4 \text{ MeV}$ ，由静电或串列静电加速器提供。特征 X 射线的能量小于 150 keV ，由高分辨率的 Si(Li) 谱仪探测。PIXE 分析法的灵敏度与被测元素和基底材料有关，一般在 ppm 量级；分析深度约几十 μm 。

PIXE 方法样品用量少，一般是 μg 或 mg 量级，可以同时分析样品中几十种元素。利用计算机解谱程序可以直接给出各种元素的含量。PIXE 方法广泛应用于环境科学、固体物理、地球化学、生物医学、法医学和考古学等领域。

3. 核反应分析 (NRA)

由带电粒子照射样品，与靶核作用产生核反应。核反应分析就是通过测量核反应瞬发产物或伴随的 γ 射线对样品进行分析的。不同核反应的 Q 值、截面、激发函数及出射粒子的能量等是不同的。在某一出射角测量出射粒子的能谱和产额可以确定核素的种类和含量。根据带电粒子在通过样品路径上的能量损失，还可以测定核素的深度分布。

原则上说，任何有意义的核反应都可用于分析，但实用中必须加以选择。首先要考虑库仑位垒的影响，入射的带电粒子必须有足够的能量克服同靶核的库仑位垒，核反应才会有较大的几率；另一方面，入射粒子的能量又不能太高，以免开放的反应道太多、产物粒子能谱太复杂而无法进行分析。大多数核反应分析用低于 2 MeV 的质子束、氘 (^2H) 束，对 $^2\text{H}-^{68}\text{Ni}$ 范围内的轻核素进行分析；对于 ^3He 和 ^4He 入射粒子，能量可以用到 5 MeV ；对于 ^7Li 入射粒子能量可用到 7 MeV ；对于更重的入射离子所用能量会更高一些。

核反应分析直接探测的粒子有 p 、 d 、 t 、 ^3He 、 ^4He 、中子及 γ 射线等，带电粒子多用金硅面垒探测器探测。核反应放出的 γ 射

线有的能量较高,可选用大体积NaI(Tl)晶体或者用探测效率高的锗酸铋闪烁体(BGO)探测。如果探测的 γ 能量不高并且成分复杂,可选用能量分辨好的Ge(Li)或高纯锗探测器。对于热中子多选用中子阈能探测器(计数管、载硼载铝闪烁体等)探测;对于快中子可用飞行时间法测其能谱。

核反应分析方法选择性强,探测灵敏度高,可达到 $10^{-8} \sim 10^{-9}$ g;分析深度为几个 μm ,深度分辨率为50.0—200.0nm。核反应分析是目前测定重基体中轻元素和其深度分布的有效方法之一,广泛应用于固体物理、冶金、电化学及表面痕量元素污染等的分析中。

4. 弹性反冲探测分析(ERDA)

它是通过探测入射粒子同样品发生弹性碰撞产生的反冲靶核来对样品进行分析的一种方法。在某一反冲方向上,反冲粒子的能量与入射粒子质量有关;而反冲粒子强度取决于库仑弹性散射截面。因此,实验上测量了反冲粒子的能量和强度便可确定靶样品中所含核素的种类和含量。如果考虑到入射粒子和反冲粒子在靶中的电离能量损失,还可以由反冲粒子能谱得到核素的深度分布信息。

对于一定的入射粒子,多元素靶样品会有多种靶元素反冲粒子产生,并且还混有大量的散射粒子。如果要分析较轻的反冲核必须将重反冲核和入射粒子的散射成分甄别掉。通常的办法是在探测器前面放一适当厚度的吸收膜。这个吸收膜也会对被测的反冲核产生影响,使分析深度受到限制,深度分辨率变差。由于反冲粒子不仅提供能量信息,而且也提供原子序数和质量信息,所以它也可以由 ΔE - E 计数望远镜和飞行时间谱仪来鉴别,得到反冲粒子的种类(z, A)和强度。

弹性反冲分析适于对较轻元素的分析,其能力取决于入射粒子种类、能量及探测方法。例如用30MeV的 ^{35}Cl 离子作为入射粒子,弹性反冲分析铜样品表面附近的氢分布。分析深度约为 $1\mu\text{m}$,

深度分辨率为 $0.03\mu\text{m}$ ，分析灵敏度约为 1ppm 。弹性反冲分析方法目前多应用于固体材料表面痕量元素的分析。

三、活化分析

它是通过测量核反应产物剩余核的放射性衰变对样品进行分析的方法。现在应用最多的是中子活化分析。如果入射粒子是带电粒子，就称做带电粒子活化分析。入射粒子照射样品后，由于核反应而生成了具有放射性的剩余核，这个过程叫活化（或激活）。实验上测量这些放射性核衰变的半衰期以及有关射线的能量和强度，经过解谱分析便可得到被测样品所含元素的种类和含量。中子活化分析常分析的元素有氧、硅、氯、钙、铜等70多种。

活化分析具有快速非破坏特点，中子活化分析还可以对样品进行整体分析，这些都大大扩展了活化分析的用途。在冶金材料研究上，活化分析已成为重要的分析手段之一，此外在电子、生物、环境、农业、食品、地质、考古等领域内也得到广泛的应用。

四、核谱学方法

1. 穆斯堡尔谱学法

利用穆斯堡尔效应研究物质超精细作用的一种方法。穆斯堡尔效应是指无反冲 γ 射线发射和吸收的现象。这个现象是德国科学家穆斯堡尔于1957年发现的。穆斯堡尔谱仪一般由放射源、吸收体和 γ 探测器及相应的电子仪器、数据分析系统等组成。现在人们已发现约有45种元素100多种核素的120条 γ 射线有穆斯堡尔效应。常用的穆斯堡尔谱源是 ^{57}Co 和 ^{119}Sn 。吸收体与源是同种同位素，用于对源发 γ 射线的吸收。穆斯堡尔谱源发射 γ 射线能量 $10\sim 100\text{keV}$ ，这个能量范围的 γ 跃迁，具有较大的内转换跃迁几率，因此，除了 γ 射线外还伴随有X射线产生，这就要求降低X射线本底。对于低能 γ 射线的探测常选用正比计数器、薄 NaI(Tl) 闪烁计数器或高纯平面锗等。

穆斯堡尔谱线很尖锐，能量分辨本领高，一般可达 $10^{-12} \sim 10^{-15}$ ，可以给出许多物质微观结构的物理和化学信息，已成为许多学科基础研究的有力手段。在物理学中用来验证广义相对论的光谱线能量红移；测定核激发态和基态半径的变化；研究晶体结构、弛豫现象、传导电子对半导体超精细结构的影响；各种材料相分析、相变、可溶性、中间价态、晶格缺陷、扩散及其它动力学过程；在化学中用于研究化学键、价态、自旋态和电子组态；研究腐蚀机理和热分解过程；研究反应机理和反应动力学、反应中间产物及催化剂结构，等等。近些年来，穆斯堡尔谱学方法对合成金属、人工超晶格、非晶材料、人工合成大分子、蛋白质、新型半导体材料和光导材料的研究作出了贡献。在钢铁、煤和石油、磁性材料、催化方面已开始了比较广泛的工业应用。

2. 扰动角关联

它是利用激发核态磁矩和电四极矩分别和周围介质中的磁场和电场梯度的超精细相互作用，通过观测角关联谱线的变化来研究原子核及其周围介质的微观特性的方法。其优点是既可以研究固体，也可以研究液体和气体，实验可以在任何温度下进行而且有高的灵敏度。扰动角关联在核物理、固体物理、磁学、生物学、化学及原子、分子物理学等许多领域有着广泛的应用。例如，测量原子核激发态的磁矩、电四极矩、高激发态 g 因子以及能级寿命等；在固体物理中用来测量铁磁物质、稀土元素中的超精细场；固体的辐射损伤等；在生物物理学研究中用来分析蛋白分子的构型、测定某些病变引起分子内部的变化等。

3. 正电子湮灭技术

正电子在介质中遇到电子会发生湮灭辐射；正电子寿命、湮灭光子角关联及能量的多普勒展宽都与正电子湮灭所在的介质有关。因此正电子湮灭可以作为周围介质特性的探针。正电子湮灭技术是非破坏性测量，一般对样品无特殊要求。正电子源不受化学状态和外界环境的影响，可以在温度压力改变的条件下进行动

态研究。正电子湮灭技术已广泛应用于凝聚态物理，化学和生物学等领域。例如利用正电子被缺陷捕获的性质来研究金属缺陷的产生和恢复，测定空位形成能和空位浓度以及塑性形变和辐射损伤等。在固体物理中研究与晶格缺陷、原子空隙、空洞有关的固体材料的性质。

五、正电子断层扫描

它是一种放射性示踪人体组织成象技术。放射性示踪剂例如 ^{11}C 、 ^{13}N 、 ^{15}O 、 ^{18}F 等摄入人体后，滞留在组织中并放出正电子。正电子湮灭便发射出两个 γ 光子（能量都为 0.511MeV ），经过光子探测和图形重建技术以及计算机信息处理系统，最后得到活体组织的影像。这是20世纪80年代新兴起的一种断层扫描技术，灵敏度高而且具有高度的选择性。这种技术特别适于对人体的脑、心脏等重要器官的生理学和病理学的研究。例如，利用正电子断层扫描可以检验人脑对葡萄糖利用的降低与增加。可以揭示出冠状体葡萄糖利用降低的信息，给出早期先兆性诊断。

六、辐射加工

它是利用核辐射照射物质，通过射线与物质的相互作用对被照材料进行处理，使其获得新的性能，或者使其病菌被杀死。这是一种省能源高效率无公害低成本的生产加工技术。目前辐射加工用的辐射源大多数是同位素 ^{60}Co γ 射线和电子加速器提供的强流电子束。

辐射加工主要对象是高分子材料，其次是医疗器具灭菌、食品保鲜和废物处理等。表 3-8-1 列出了辐射加工类别和剂量及加工能力。

射线照射能使高分子材料产生交联、聚合、裂解等效应。辐照交联可以提高电线和电缆的绝缘性能。例如，聚乙烯经辐射加工后，它的击穿电压由35.8千伏/毫米提高到80千伏/毫米；耐热

表 3-8-1

加工种类	所需剂量 (kGy)	加工能力 (千克/每小时)
灭 虫	0.25—1.0	3600—14,000
食品防腐	1.0—25.0	144—3600
聚合物降解	5.0—10.0	360—720
接枝聚合	10.0—20.0	180—360
医疗消毒	20—30	120—180
涂层固化	20—50	72—180
乳胶聚合	50—100	26—72
硅树脂硫化	50—150	24—72
聚合物交联	100—300	12—36
橡胶硫化	100—300	12—36

性变好并具有热收缩性。

对食品的辐射加工主要目的是延长食品保存期，提高卫生安全系数。辐射保藏食品可以减少食物收获后的损失和化学添加剂的毒害。世界上许多国家对此非常重视，目前，世界上已有32个国家和地区（到1987年4月）共批准了40种辐射加工食品可无限制或有限制地供应给消费者。

射线辐照灭菌法消毒医疗器械杀菌彻底、不受器械和用品构成材料的限制，而且可以进行大批量的灭菌处理。

七、同步辐射

它是高能电子在磁场中做圆周运动产生的一种电磁辐射，有如下特征：①频谱范围宽，具有从红外到硬X射线范围内的全部光谱；同步辐射可以有效地提供真空紫外和软X射线光源，如果使用单色器，可以获得一定波长的单色光。②辐射强度高，在真空紫外和软X区域可达到 $10^{12} \sim 10^{14}$ 光子/秒·毫弧度；在软X射

线区域比X射线管高 $10^6 \sim 10^7$ 倍。③准直性好，同步辐射集中在电子轨道切线方向很窄的范围内，其发散度小于1毫弧度。④可以成为脉冲化光源。

同步辐射作为一种高度准直并且连续调谐的脉冲标准光源，在原子和分子物理、固体物理、表面物理、天体物理、光化学、生物学、医学、环境科学、能源科学、材料科学、光刻技术、显微技术等领域中的应用正在逐步展开。同步辐射光源可扫描心脏的血管。整个心脏的扫描只需4秒钟。快速便宜的同步辐射血管照像束对人类健康有着重要意义。

八、重离子模拟辐射损伤

反应堆是释放核能的重要装置。反应堆特别是快中子反应堆运行时所产生的中子和裂变碎片会使堆结构材料发生损伤，形成空洞，出现肿胀和性能变脆，这严重影响到反应堆安全运行和使用寿命。因此反应堆的结构材料，不仅应具有高强度和好的耐腐蚀性，而且还应有良好的抗核辐射性能。自从1942年反应堆诞生以来，堆结构材料的研究和选择一直是人们非常关心的问题之一。

研究材料抗核辐射性能最直接的办法是把材料送入反应堆中照射。多年来人们就是这样做的。一般说来，使材料产生明显疏松所需总剂量 $\sim 10^{22}$ 中子/厘米²。目前快中子堆的注量率 $\sim 10^{15}$ 中子/厘米²·秒，因此要达到上述总剂量的要求，在快反应堆中至少要照射一年的时间。用重离子束轰击材料产生的位移损伤与中子类似，但效率比中子高得多。例如，用5MeV的Ni离子轰击不锈钢造成的损伤速率比用1MeV的中子高 10^6 倍。如果使金属材料镍原子位移量达到200（一种表征辐射损伤的量），那么用高通量热中子反应堆需要10年，而用5MeV、10微安的Ni离子束仅需约1小时。因此，重离子模拟辐射损伤是研究堆材料损伤效应的有效方法。重离子种类多，剂量、温度和其它照射参量都可以

很好地控制，重离子束照射还可以免除感生放射性的产生，大大缩短研究的周期。

用于模拟辐射损伤的重离子能量一般为几十 keV—几个 MeV/核子，束流强度为几个微安，通常由单级静电加速器、串列静电加速器或回旋加速器提供。

重离子模拟辐射损伤的研究已取得了明显的进展，发现了不少有趣的实验结果。例如，有的不锈钢被重离子束照射后其体积因肿胀效应而增加50%；重离子在材料的辐射损伤层中产生的空位分布具有一定的对称结构；有的材料辐射损伤的疏松度存在一个饱和值，进一步加大剂量也不增大疏松度。英国哈威尔原子能研究中心利用重离子模拟技术找到了一种耐辐射低肿胀的材料—PE16镍基合金，它在525℃高温下抗辐射抗肿胀能力比固溶处理的316不锈钢高30倍。

九、核过滤器

由重离子照射有机膜经化学处理制成的一种薄膜微孔过滤器，通常也称做核微孔膜。

重离子生产核过滤器过程如下：重离子透射过有机膜（例如聚碳酸脂），由于辐射损伤效应便在膜上重离子入射位置处产生小的损伤通道；若干分子被打碎形成较小的原子团。这些原子团可以捕获大气或过氧化物中的氧原子形成酸。在随后的碱溶液刻蚀过程中又生成易溶于水的盐。洗涤后在膜上便出现若干规则的细孔通道。微孔大小与离子种类、能量、材料性质和腐蚀条件等因素有关。实验上还发现，经过重离子照射过的薄膜如果再用适当波长的紫外光照射会加快腐蚀速度。表 3-8-2 是中国科学院兰州近代物理研究所利用 1.5 米重离子回旋加速器提供的氧离子束制备的核过滤器规格。

核过滤器微孔形状规则、大小均匀、垂直度好并且具有好的渗透性。在一个大气压下，5 微米厚的聚碳酸脂核过滤器（孔径

表 3-8-2

孔 径	0.5—8.0 μm	单 孔 率	~88%
面 密 度	$10^5—10^6/\text{cm}^2$	双 孔 率	~9%
膜 面 积	$\leq 50\text{m}^2$	多 孔 率	~3%
孔径均匀性	$\pm 6.5\%$		

0.5微米) 在1分米²的面积上, 空气渗透率20升/秒, 水渗透率1.2毫升/秒。核过滤器化学稳定性好、耐酸绝缘、对温度不灵敏; 容易清洗可以重复使用, 其性能不变。由于上述功能和优点, 核过滤器可用于气—液分离、大气监测、海洋微粒取样分析、细胞学、无菌过滤、生物医学等许多领域。

十、加速器质谱计 (AMS)

它是20世纪70年代中期重新发展起来的一种超灵敏质谱分析技术, 分析灵敏度可达到 $10^{-12} \sim 10^{-15}$ 量级。含有超微量被分析核素的样品经过适当处理作为加速器质谱计的离子源材料。由离子源引出束流, 经过加速器进行加速和分析, 逐渐排除丰同位素和各种干扰本底并使被测核素粒子达到较高能量, 最后由核探测器探测和鉴别。加速器质谱计有两种类型, 一是串列静电加速器, 一是回旋加速器, 串列静电加速器应用较广泛。

加速器质谱计的主要优点是灵敏度高, 需要样品量少, 测量时间短。表3-8-3列出了加速器质谱计和 β 计数两种方法用¹⁴C测定年代的比较。

加速器质谱计非常适于测量自然界长寿命微量核素, 例如, ¹⁰Be ($T_{\frac{1}{2}} = 1.6 \times 10^6$ 年)、¹⁴C ($T_{\frac{1}{2}} = 5730$ 年)、²⁶Al ($T_{\frac{1}{2}} = 7.16 \times 10^5$ 年)、³⁶Cl ($T_{\frac{1}{2}} = 3.01 \times 10^5$ 年)、¹²⁹I ($T_{\frac{1}{2}} = 1.59 \times 10^7$ 年) 等。加速器质谱计作为一种分析超微量核素的新型工具, 不仅可以通过测量宇宙射线成因核的含量确定年代, 而且在寻找稀

有事件以及材料超纯分析中也将会有重要的应用价值。

表 3-8-3

样品年代	现 代		六万年前		十万年前	
方 法	β 计数法	AMS法	β 计数法	AMS法	β 计数法	AMS法
样 品 量	1 μ	<1mg	7 g	2—5mg	/	120mg
计 数 率	13.7/min	720/min	0.05/min	0.7/min	/	0.24/min
本 底	1.6/min	几个/d	1.6/min	几个/d	/	几个/d
误 差	~50a	~25a	1800a	~500a	/	~2500a
测量时间	12h	15min	4 d	2h	/	1 d

2

第 四 篇

第四篇 图表、数据

一、1986 年基本物理常数推荐值

物 理 量	符 号	数 值	单 位
一般常数			
普适常数			
真空中光速	c	299792458	ms^{-1}
真空导磁率	μ_0	$4\pi \times 10^{-7}$ $= 12.566370614 \dots$	NA^{-2} 10^{-7}NA^{-2}
真空介电常数	ϵ_0	$1/\mu_0 c^2$ $= 8.854187817 \dots$	10^{-12}Fm^{-1}
牛顿引力常数	G	6.67259(85)	$10^{-11} \text{m}^3 \text{kg}^{-1} \text{s}^{-2}$
普朗克常数, 以电子伏为单位, $h/(e)$	h	6.6260755(40)	10^{-34}Js
$h/2\pi$	\hbar	4.1356692(12)	10^{-15}eVs
以电子伏为单位, $\hbar/(e)$		1.05457266(63)	10^{-34}Js
普朗克质量, $(\hbar c/G)^{1/2}$	m_p	6.5821220(20)	10^{-16}eVs
普朗克长度, $\hbar/m_p c = (\hbar G/c^3)^{1/2}$	l_p	2.17671(11)	10^{-8}kg
普朗克时间 $l_p/c = (\hbar G/c^5)^{1/2}$	t_p	1.61605(10)	10^{-35}m
		5.39056(34)	10^{-44}s
电磁常数			

* 选自沈乃澂编译, 1985年基本物理常数国际推荐值, 科学出版社 (1987)。

续表

物 理 量	符 号	数 值	单 位
基本电荷	e	1.60217733(49)	10^{-19}C
	e/h	2.41798836(72)	10^{14}AJ^{-1}
磁通量子, $h/2e$	Φ_0	2.06783461(61)	10^{-15}Wb
约瑟夫森频率-电压比	$2e/h$	4.8359787(11)	10^{14}HzV^{-1}
量子化霍耳电导	e^2/h	3.87404611(17)	10^{-5}S
量子化霍耳电阻,	R_H	25812.8056(12)	Ω
$h/e^2 = \frac{1}{2} \cdot \mu_0 c / \alpha$			
玻尔磁子, $e\hbar/2m_e$	μ_B	9.2740154(31)	10^{-24}JT^{-1}
以电子伏为单位, $\mu_B/\{e\}$		5.78838263(52)	10^{-5}eVT^{-1}
以赫为单位, μ_B/h		1.39962418(42)	10^{10}HzT^{-1}
以波数为单位, μ_B/hc		46.686437(14)	$\text{m}^{-1}\text{T}^{-1}$
以开尔文为单位, μ_B/k		0.6717099(57)	KT^{-1}
核磁子, $e\hbar/2m_p$	μ_N	5.0507866(17)	10^{-27}JT^{-1}
以电子伏为单位, $\mu_N/\{e\}$		3.15245166(28)	10^{-8}eVT^{-1}
以赫为单位, μ_N/h		7.6225914(23)	MHzT^{-1}
以波数为单位, μ_N/hc		2.54263281(77)	$10^{-2}\text{m}^{-1}\text{T}^{-1}$
以开尔文为单位, μ_N/k		3.658210(31)	10^{-4}KT^{-1}

续表

物 理 量	符 号	数 值	单 位
原子常数			
精细结构常数, $\frac{1}{2} \mu_0 c e^2 / h$	α	7.29735308(33)	10^{-3}
精细结构常数的倒数	α^{-1}	137.0359895(61)	
里德伯常数, $\frac{1}{2} m_e c \alpha^2 / h$	R_∞	10973731.534(13)	m^{-1}
以赫为单位, $R_\infty c$		3.2898419499(39)	10^{15}Hz
以焦耳为单位, $R_\infty h c$		2.1798741(13)	10^{-18}J
以eV为单位, $R_\infty h c / \{e\}$		13.6056981(40)	eV
玻尔半径, $a_0 / 4\pi R_\infty$	a_0	0.529177249(24)	10^{-10}m
哈特里能量, $e^2 / 4\pi \epsilon_0 a_0 = 2R_\infty h c$	E_h	4.3597482(26)	10^{-18}J
以eV为单位, $E_h / \{e\}$		27.2113961(81)	eV
环流量子 $h / 2m_e$	$h / 2m_e$	3.63694807(33)	$10^{-4} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$
	h / m_e	7.27389614(65)	$10^{-4} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$
电子			
电子质量	m_e	0.91093897(34)	10^{-30}kg
		5.48579903(13)	10^{-4}u
以电子伏为单位, $m_e c^2 / \{e\}$		0.51099906(15)	MeV
电子- μ 子质量比	m_e / m_μ	4.83633218(71)	10^{-3}
电子-质子质量比	m_e / m_p	5.44617013(11)	10^{-4}
电子-氘核质量比	m_e / m_d	2.72443707(6)	10^{-4}
电子- α 粒子质量比	m_e / m_α	1.37033354(3)	10^{-4}
电子荷质比	$-e / m_e$	-1.75831962(53)	10^{11}Ckg^{-1}

续表

物 理 量	符 号	数 值	单 位
电子摩尔质量	$M(e)$	5.48379903(13)	10^{-3}kg/mol
康普顿波长, $\hbar/m_e c$	λ_C	2.42631058(22)	10^{-12}m
$\lambda_C/2\pi = \alpha a_0$		3.86159323(35)	10^{-13}m
$= \alpha^2/4\pi R_\infty$			
经典电子半径, $\alpha^2 a_0$	r_e	2.81794092(38)	10^{-15}m
汤姆孙截面, $(8\pi/3)r_e^2$	σ_e	0.66524616(18)	10^{-28}m^2
电子磁矩	μ_e	9.2847701(31)	10^{-24}JT^{-1}
以玻尔磁子为单位	μ_e/μ_B	1.001159653193(10)	
以核磁子为单位	μ_e/μ_N	1838.282000(37)	
电子反常磁矩, $\mu_e/\mu_B - 1$	a_e	1.159653193(10)	10^{-3}
电子g因子, $2(1 + a_e)$	g_e	2.002819304386(20)	
电子- μ 子磁矩比	μ_e/μ_μ	206.766967(30)	
电子-质子磁矩比	μ_e/μ_p	658.2106881(66)	
μ 子			
μ 子质量	m_μ	1.8835327(11)	10^{-28}kg
		0.113428913(17)	u
以电子伏为单位, $m_\mu c^2/\{e\}$		105.658389(34)	MeV
μ 子-电子质量比	m_μ/m_e	206.768262(30)	
μ 子摩尔质量	$M(\mu)$	1.13428913(17)	10^{-4}kg/mol
μ 子磁矩	μ_μ	4.4901514(15)	10^{-26}JT^{-1}
以玻尔磁子为单位	μ_μ/μ_B	4.84197097(71)	10^{-3}
以核磁子为单位,	μ_μ/μ_N	8.8905981(13)	
μ 子反常磁矩, $[\mu_\mu/(e\hbar/2m_\mu)] - 1$	a_μ	1.1659230(84)	10^{-3}

续表

物 理 量	符 号	数 值	单 位
μ 子 g 因子, $2(1+a_\mu)$	g_μ	2.002331846(17)	
μ 子-质子磁矩比	μ_μ/μ_p	3.18334547(47)	
质子			
质子质量	m_p	1.6726231(10)	10^{-27}kg
		1.007276470(12)	u
以电子伏为单位, $m_p c^2/\{e\}$		938.27231(28)	MeV
质子-电子质量比	m_p/m_e	1836.152701(37)	
质子- μ 子质量比	m_p/m_μ	8.8802444(13)	
质子荷质比	e/m_p	95788309(29)	Ckg^{-1}
质子摩尔质量	$M(p)$	1.007276470(12)	10^{-3}kg/mol
质子康普顿波长, $h/m_p c$	$\lambda_{C,p}$	1.32141002(12)	10^{-15}m
$\lambda_{C,p}/2\pi$	$\lambda_{C,p}$	2.10308937(19)	10^{-16}m
质子磁矩	μ_p	1.41060761(47)	10^{-26}JT^{-1}
以玻尔磁子为单位	μ_p/μ_B	1.521052202(15)	10^{-3}
以核磁子为单位	μ_p/μ_N	2.792847386(63)	
纯水中球面样品 (25℃)的质子抗磁屏 蔽修正, $1 - \mu'_p/\mu_p$	$\sigma_{\text{H}_2\text{O}}$	25.689(15)	10^{-6}
屏蔽的质子磁矩 (H_2O 球, 25℃)	μ'_p	1.41057138(47)	10^{-26}JT^{-1}
以玻尔磁子为单位	μ'_p/μ_B	1.520993129(17)	10^{-3}
以核磁子为单位	μ'_p/μ_N	2.792775642(64)	
质子旋磁比	γ_p	26752.3128(81)	$10^4\text{s}^{-1}\text{T}^{-1}$
	$\gamma_p/2\pi$	42.577469(13)	MHzT^{-1}

续表

物 理 量	符 号	数 值	单 位
屏蔽常数磁比	γ_p^s	26751.5255(81)	$10^4 \text{s}^{-1} \text{T}^{-1}$
(H ₂ O, 球, 25℃)	$\gamma_p^s/2\pi$	42.576375(13)	MHzT^{-1}

中子

中子质量	m_n	1.6749286(10)	10^{-27}kg
		1.008664904(14)	u
以电子伏为单位, $m_n c^2/\{e\}$		939.56563(28)	MeV
中子-电子质量比	m_n/m_e	1838.683662(40)	
中子-质子质量比	m_n/m_p	1.001378401(9)	
中子摩尔质量	$M(n)$	1.008664904(14)	10^{-3}kg/mol
中子康普顿波长, $h/m_n c$	$\lambda_{C,n}$	1.31959110(12)	10^{-15}m
$\lambda_{C,n}/2\pi$	$\lambda_{C,n}/2\pi$	2.10019445(19)	10^{-16}m
中子磁矩*	μ_n	0.96623707(40)	10^{-26}JT^{-1}
以玻尔磁子为单位	μ_n/μ_B	1.04187563(25)	10^{-3}
以核磁子为单位	μ_n/μ_N	1.91304375(45)	
中子-电子磁矩比	μ_n/μ_e	1.04066882(25)	10^{-3}
中子-质子磁矩比	μ_n/μ_p	0.68497934(16)	

氘核

氘核质量	m_d	3.3435860(20)	10^{-27}kg
		2.013553214(24)	u
以电子伏为单位, $m_d c^2/\{e\}$		1875.61339(57)	MeV
氘核-电子质量比	m_d/m_e	3670.483014(75)	
氘核-质子质量比	m_d/m_p	1.999007496(6)	
氘核摩尔质量	$M(d)$	2.013553214(24)	10^{-3}kg/mol
氘核磁矩*	μ_d	0.43307375(15)	10^{-26}JT^{-1}

续表

物 理 量	符 号	数 值	单 位
以玻尔磁子为单位	μ_d/μ_B	0.1669751(79)(91)	10^{-3}
以核磁子为单位	μ_d/μ_N	0.857438230(24)	
氘核-电子磁矩比	μ_d/μ_e	0.1664345460(91)	10^{-3}
氘核-质子磁矩比	μ_d/μ_p	0.3070122035(51)	
物理化学常数			
阿伏伽德罗常数	N_A, L	6.0221367(36)	10^{23}mol^{-1}
原子质量常数			
$1u = m_u = \frac{1}{12}m(^{12}\text{C})$	m_u	1.6605402(10)	10^{-27}kg
以电子伏为单位, $m_e c^2/\{e\}$		931.49432(28)	MeV
法拉第常数	F	96485.309(29)	Cmol^{-1}
摩尔普朗克常数	$N_A h$	3.99031323(36)	$10^{-10}\text{Jsmol}^{-1}$
	$N_A h c$	0.11962658(11)	Jmmol^{-1}
气体常数	R	8.314510(70)	$\text{Jmol}^{-1}\text{K}^{-1}$
玻耳兹曼常数, R/N_A	k	1.380658(12)	10^{-23}JK^{-1}
以电子伏为单位, $k/\{e\}$	$k/\{e\}$	8.617385(73)	10^{-5}eVK^{-1}
以赫为单位, h/h		2.083674(18)	10^{10}HzK^{-1}
以波数为单位, h/hc		69.50387(59)	$\text{m}^{-1}\text{K}^{-1}$
摩尔体积(理想气体) R_T/p			
$T = 273.15\text{K},$ $p = 101325\text{Pa}$	V_m	22.41410(19)	L/mol
洛喜米脱常数, N_A/V_m	n_0	2.686763(23)	10^{23}m^{-3}

续表

物 理 量	符 号	数 值	单 位
$T = 273.15\text{K}$, $p = 100\text{kPa}$ 萨克枯耳-泰脱罗特 常数 (绝对熵常 数)** , $\frac{5}{2} +$ $\ln \{ (2\pi m_e k T_1 / h^2)^{3/2}$ $\times k T_1 / p_0 \}$ $T_1 = 1\text{K}$, $p_0 = 100\text{kPa}$ $p_0 = 101325\text{Pa}$	ν_m	22.71108(19)	L/mol
斯忒藩-玻耳兹曼常数	S_0/R	-1.151693(21) -1.164856(21)	
第一辐射常数, $2\pi h c^2$	σ	5.67051(19)	$10^{-8}\text{W m}^{-2}\text{K}^{-4}$
第二辐射常数, hc/k	c_1	3.7417749(22)	10^{-16}W m^2
维恩位移定律常数,	c_2	0.01438769(12)	mK
$b = \lambda_{m, \lambda, T} =$ $c_2/4.96511423 \dots$	h	2.397756(24)	10^{-3}mK

* 中子磁矩的标量大小列于此表。中子的磁偶极矩与质子的磁偶极矩方向相反, 它相当于具有自旋负电荷分布相关的偶极矩, 矢量和 $\mu_d = \mu_p + \mu_n$ 近似满足。

※※ 相对原子量为 A_r 的理想单原子气体的熵由下式给出:

$$S = S_0 + \frac{3}{2} R \ln A_r - R \ln(p/p_0) + \frac{5}{2} R \ln(T/K)_0.$$

二、原子在基态时的电子组态

元素 序 数	电 子 壳 层					
	K 1s	L 2s 2p	M 3s 3p 3d	N 4s 4p 4d 4f	O 5s 5p 5d 5f	P 6s 6p 6d Q 7s 7p
1 H	1					
2 He	2					
3 Li	2	1				
4 Be	2	2				
5 B	2	2	1			
6 C	2	2	2			
7 N	2	2	3			
8 O	2	2	4			
9 F	2	2	5			
10 Ne	2	2	6			
11 Na	2	2	6	1		
12 Mg	2	2	6	2		

续表

元 素 序 数	电 子 壳 层											
	K 1s	L 2s 2p		M 3s 3p 3d		N 4s 4p 4d 4f		O 5s 5p 5d 5f		P 6s 6p 6d		Q 7s 7p
13 Al	2	2	6	2	1							
14 Si	2	2	6	2	2							
15 P	2	2	6	2	3							
16 S	2	2	6	2	4							
17 Cl	2	2	6	2	5							
18 A	2	2	6	2	6							
19 K	2	2	6	2	6	1						
20 Ca	2	2	6	2	6	2						
21 Sc	2	2	6	2	6	1						
22 Ti	2	2	6	2	6	2						
23 V	2	2	6	2	6	3						
24 Cr	2	2	6	2	6	5	1					
25 Mn	2	2	6	2	6	5	2					
26 Fe	2	2	6	2	6	6	2					

续表

元素 序 数	电 子 壳 层									
	K 1s	L 2s 2p	M 3s 3p 3d	N 4s 4p 4d 4f	O 5s 5p 5d 5f	P 6s 6p 6d	Q 7s 7p			
27 Co	2	2 6	2 6 7	2						
28 Ni	2	2 6	2 6 8	2						
29 Cu	2	2 6	2 6 10	1						
30 Zn	2	2 6	2 6 10	2						
31 Ga	2	2 6	2 6 10	2 1						
32 Ge	2	2 6	2 6 10	2 2						
33 As	2	2 6	2 6 10	2 3						
34 Se	2	2 6	2 6 10	2 4						
35 Br	2	2 6	2 6 10	2 5						
36 Kr	2	2 6	2 6 10	2 6						
37 Rb	2	2 6	2 6 10	2 6	1					
38 Sr	2	2 6	2 6 10	2 6	2					
39 Y	2	2 6	2 6 10	2 6 1	2					
40 Zr	2	2 6	2 6 10	2 6 2	2					

续表

元 素 序 数	电 壳 子 层										
	K 1s	L 2s 2p		M 3s 3p 3d		N 4s 4p 4d 4f		O 5s 5p 5d 5f		P 6s 6p 6d	Q 7s 7p
41 Nb	2	2	6	2	6 10	2	6 4	1			
42 Mo	2	2	6	2	6 10	2	6 5	1			
43 Tc	2	2	6	2	6 10	2	6 5	2			
44 Ru	2	2	6	2	6 10	2	6 7	1			
45 Rh	2	2	6	2	6 10	2	6 8	1			
46 Pd	2	2	6	2	6 10	2	6 10				
47 Ag	2	2	6	2	6 10	2	6 10	1			
48 Cd	2	2	6	2	6 10	2	6 10	2			
49 In	2	2	6	2	6 10	2	6 10	2	1		
50 Sn	2	2	6	2	6 10	2	6 10	2	2		
51 Sb	2	2	6	2	6 10	2	6 10	2	3		
52 Te	2	2	6	2	6 10	2	6 10	2	4		
53 I	2	2	6	2	6 10	2	6 10	2	5		
54 Xe	2	2	6	2	6 10	2	6 10	2	6		

续表

元 序	素 数	电 子 壳 层									
		K 1s	L 2s 2p	M 3s 3p 3d	N 4s 4p 4d 4f	O 5s 5p 5d 5f	P 6s 6p 6d	Q 7s 7p			
55	Cs	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 6	1				
56	Ba	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 6	2				
57	La	2	2 6	2 6 10	2 6 10	2 6 1	2				
58	Ce	2	2 6	2 6 10	2 6 10 1	2 6 1	2				
59	Pr	2	2 6	2 6 10	2 6 10 3	2 6	2				
60	Nd	2	2 6	2 6 10	2 6 10 4	2 6	2				
61	Pm	2	2 6	2 6 10	2 6 10 5	2 6	2				
62	Sm	2	2 6	2 6 10	2 6 10 6	2 6	2				
63	Eu	2	2 6	2 6 10	2 6 10 7	2 6	2				
64	Gd	2	2 6	2 6 10	2 6 10 7	2 6 1	2				
65	Tb	2	2 6	2 6 10	2 6 10 9	2 6	2				
66	Dy	2	2 6	2 6 10	2 6 10 10	2 6	2				
67	Ho	2	2 6	2 6 10	2 6 10 11	2 6	2				
68	Er	2	2 6	2 6 10	2 6 10 12	2 6	2				
69	Tm	2	2 6	2 6 10	2 6 10 13	2 6	2				

续表

元 素 序 数	电 子 壳 层				层			
	K 1s	L 2s 2p	M 3s 3p 3d	N 4s 4p 4d 4f	O 5s 5p 5d 5f	P 6s 6p 6d	Q 7s 7p	
70 Yb	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6	2		
71 Lu	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 1	2		
72 Hf	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 2	2		
73 Ta	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 3	2		
74 W	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 4	2		
75 Re	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 5	2		
76 Os	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 6	2		
77 Ir	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 7	2		
78 Pt	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 9	1		
79 Au	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	1		
80 Hg	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2		
81 Tl	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 1		
82 Pb	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 2		
83 Bi	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 3		

续表

元素 序 数	电 壳 子 层									
	L		M		N		O		P	
	K 1s	2s 2p	3s 3p	3d	4s 4p 4d 4f	5s 5p 5d 5f	6s 6p 6d	7s 7p		
84 Po	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14	2 6 10	2 4			
85 At	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14	2 6 10	2 5			
86 Rn	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14	2 6 10	2 6			
87 Fr	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14	2 6 10	2 6	1		
88 Ra	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14	2 6 10	2 6	2		
89 Ac	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14	2 6 10	2 6 1	2		
90 Th	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14	2 6 10	2 6 2	2		
91 Pa	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14	2 6 10 2	2 6 1	2		
92 U	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14	2 6 10 3	2 6 1	2		
93 Np	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14	2 6 10 4	2 6 1	2		
94 Pu	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14	2 6 10 6	2 6	2		
95 Am	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14	2 6 10 7	2 6	2		
96 Cm	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14	2 6 10 7	2 6 1	2		
97 Bk	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14	2 6 10 9	2 6	2		

续表

元 素 序 数	电 子 壳 层				层			
	K 1s	L 2s 2p	M 3s 3p 3d	N 4s 4p 4d 4f	O 5s 5p 5d 5f	P 6s 6p 6d	Q 7s 7p	
98 Cf	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 10	2 6	2	
99 Es	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 11	2 6	2	
100 Fm	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 12	2 6	2	
101 Md	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 13	2 6	2	
102 No	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14	2 6	2	
103 Lw	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14	2 6 1	2	

三、元素周期表 (见书后附页)

四、能量转换因子

	J	kg	m ⁻¹	Hz
1J =	1	1/{c ² } 1.11265006 × 10 ⁻¹⁷	1/{hc} 5.0341125(30) × 10 ²⁴	1/{h} 1.50918897(90) × 10 ³³
1kg =	{c ² } 8.987551787 × 10 ¹⁶	1	{c/h} 4.5244347(27) × 10 ⁴¹	{c ² /h} 1.35639140(81) × 10 ⁵⁰
1m ⁻¹ =	{hc} 1.9864475(12) × 10 ⁻²⁵	{h/c} 2.2102209(13) × 10 ⁴²	1	{c} 299792458
1Hz =	{h} 6.6260755(40) × 10 ⁻³⁴	{h/c ² } 7.3725032(44) × 10 ⁻⁵¹	1/{c} 3.335640952 × 10 ⁻⁹	1
1K =	{h} 1.380658(12) × 10 ⁻²³	{h/c ² } 1.536189(13) × 10 ⁻⁴⁰	{h/hc} 69.50387(59)	{h/h} 2.083674(18) × 10 ¹⁰
1eV =	{e} 1.60217733(49) × 10 ⁻¹⁹	{e/c ² } 1.78260270(54) × 10 ⁻³⁶	{e/hc} 806554.10(24)	{e/h} 2.41798836(72) × 10 ¹⁴
1u =	{m _u c ² } 1.49241909(88) × 10 ⁻¹⁰	{m _u } 1.6605402(10) × 10 ⁻²⁷	{m _u c/h} 7.51300563(67) × 10 ¹⁴	{m _u c ² /h} 2.25234242(20) × 10 ²³
1Eh =	{2R _∞ hc} 4.3597482(26) × 10 ⁻¹⁸	{2R _∞ h/c} 4.8508741(29) × 10 ⁻³⁵	{2R _∞ } 21947463.067(26)	{2R _∞ c} 6.5796838999(78) × 10 ¹⁵

* 选自沈乃微编译, 1986年基本物理常数国际推荐值, 科学出版社 (1987)。

续表

	K	eV	u	Eh
1J =	$1/\{k\}$ 7.242924(61) $\times 10^{22}$	$1/\{e\}$ 6.2415064(19) $\times 10^{13}$	$1/\{m_u c^2\}$ 6.7005308(40) $\times 10^9$	$1/\{2R_\infty hc\}$ 2.2937104(14) $\times 10^{17}$
1kg =	$\{c^2/h\}$ 6.509616(55) $\times 10^{39}$	$\{c^2/e\}$ 5.6095362(17) $\times 10^{35}$	$1/\{m_u\}$ 6.0221367(36) $\times 10^{26}$	$\{c/2R_\infty h\}$ 2.0614841(12) $\times 10^{34}$
1m ⁻¹ =	$\{hc/h\}$ 0.01438769(12)	$\{hc/e\}$ 1.23984244(37) $\times 10^{-6}$	$\{h/m_u c\}$ 1.38102522(12) $\times 10^{-15}$	$1/\{2R_\infty\}$ 4.5563352672(54) $\times 10^{-5}$
1Hz =	$\{h/k\}$ 4.799216(41) $\times 10^{-11}$	$\{h/e\}$ 4.1356692(12) $\times 10^{-15}$	$\{h/m_u c^2\}$ 4.43982224(40) $\times 10^{-24}$	$1/\{2R_\infty c\}$ 1.5198298508(18) $\times 10^{-16}$
1K =	1	$\{h/e\}$ 8.617385(73) $\times 10^{-5}$	$\{h/m_u c^2\}$ 9.251140(78) $\times 10^{-14}$	$\{h/2R_\infty hc\}$ 3.166829(27) $\times 10^{-6}$
1eV =	$\{e/k\}$ 11604.45(10)	1	$\{e/m_u c^2\}$ 1.07354385(33) $\times 10^{-9}$	$\{e/2R_\infty hc\}$ 0.086749309(11)
1u =	$\{m_u c^2/h\} -$ 1.0809478(91) $\times 10^{13}$	$\{m_u c^2/c\}$ 931.49432(28) $\times 10^6$	1	$\{m_u c/2R_\infty h\}$ 3.42317725(31) $\times 10^7$
1Eh =	$\{2R_\infty hc/h\}$ 3.157733(27) $\times 10^3$	$\{2R_\infty hc/e\}$ 27.2113961(81)	$\{2R_\infty h/m_u c\}$ 2.92126269(26) $\times 10^{-8}$	1

应用本表时应注意：同一行中的各项是相等的；每列顶部的单位适用于以下的全部数值。例如：1eV = 806544.10m⁻¹。

五、体内原子的性质

元 素	符 号	原子序数 Z	原 子 量	密度 $\text{kg}/\text{m}^3 \times 10^3 (20^\circ\text{C})$	熔 点 $^\circ\text{C}$	沸 点 $^\circ\text{C}$	比热 $\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ $\times 10^3 (25^\circ\text{C})$
Actinium	Ac	89	(227)	...	1928	(3473)	(0.092)
Aluminium	Al	13	26.9815	2.699	660	2450	0.899
Americium	Am	95	(243)	11.7	1541
Antimony	Sb	51	121.75	6.62	630.5	1380	0.205
Argon	Ar	18	39.948	1.6626×10^{-3}	-189.4	-185.8	0.523
Arsenic	As	33	74.9216	5.72	817(28 at.)	613	0.330
Astatine	At	85	(210)	...	(302)
Barium	Ba	56	137.34	3.5	729	1640	0.205
Berkelium	Bk	97	(247)
Beryllium	Be	4	9.0122	1.848	1287	2770	1.822
Bismuth	Bi	83	208.980	9.80	271.37	1560	0.122
Boron	B	5	10.811	2.34	2030	...	1.110
Bromine	Br	35	79.909	$3.12(\text{liquid})$	-7.2	58	0.293
Cadmium	Cd	48	112.40	8.65	321.03	765	0.226
Calcium	Ca	20	40.08	1.55	838	1440	0.623
Californium	Cf	98	(251)

续表

元素	符号	原子序数 Z	原子量	密度 $\text{kg/m}^3 \times 10^3 (20^\circ\text{C})$	熔点 $^\circ\text{C}$	沸点 $^\circ\text{C}$	比热J/(kg·K) $\times 10^3 (25^\circ\text{C})$
Carbon	C	6	12.01115	2.25	3727	4830	0.690
Cerium	Ce	58	140.12	6.768	801	3470	0.188
Cesium	Cs	55	132.905	1.9	28.40	690	0.242
Chlorine	Cl	17	35.453	$3.214 \times 10^{-3} (0^\circ\text{C})$	-101	-34.7	0.485
Chromium	Cr	24	51.996	7.19	1857	2665	0.447
Cobalt	Co	27	58.9332	8.85	1495	2900	0.422
Copper	Cu	29	63.54	8.96	1083.40	2595	0.385
Curium	Cm	96	(247)
Dysprosium	Dy	66	162.50	8.55	1409	2330	0.171
Einsteinium	Es	99	(254)
Erbium	Er	68	167.26	9.15	1522	2630	0.167
Europium	Eu	63	151.96	5.245	817	1490	0.163
Fermium	Fm	100	(257)
Fluorine	F	9	18.9984	$1.696 \times 10^{-3} (0^\circ\text{C})$	-219.6	-188.2	0.752
Francium	Fr	87	(223)	...	(27)

* 选自M.R.Wehr, J.A.Richards, T.W.Adair, Physics of the Atom 第三版附录, Addison-Wesley Publishing Company, (1978).

续表

元 素	符 号	原子序数 Z	原 子 量	密度 $\text{kg}/\text{m}^3 \times 10^3 (20^\circ\text{C})$	熔 点 $^\circ\text{C}$	沸 点 $^\circ\text{C}$	比热J/(kg·K) $\times 10^3 (25^\circ\text{C})$
Gadolinium	Gd	64	157.25	7.86	1312	2730	0.234
Gallium	Ga	31	69.72	5.907	29.75	2237	0.376
Germanium	Ge	32	72.59	5.323	937.25	2830	0.322
Gold	Au	79	196.967	19.32	1064.43	2970	0.130
Hafnium	Hf	72	178.49	13.09	2227	5400	0.144
Helium	He	2	4.0026	0.1664×10^{-3}	-269.7	-268.9	5.23
Holmium	Ho	67	164.930	8.79	1470	2330	0.165
Hydrogen	H	1	1.00797	0.08375×10^{-3}	-259.19	-252.7	14.4
Indium	In	49	114.82	7.31	156.634	2000	0.232
Iodine	I	53	126.9044	4.94	113.7	183	0.217
Iridium	Ir	77	192.2	22.5	2447	(5300)	0.130
Iron	Fe	26	55.847	7.87	1536.5	3000	0.4468
Krypton	Kr	36	83.80	3.488×10^{-3}	-157.37	-152	(0.247)
Lanthanum	La	57	138.91	6.189	920	3470	0.105
Lawrencium	Lr	103	(257)
Lead	Pb	82	207.19	11.36	327.45	1725	0.128
Lithium	Li	3	6.939	0.534	180.55	1300	3.578

续表

元 素	符 号	原子序数 Z	原 子 量	密度 $\text{kg/m}^3 \times 10^3 (20^\circ\text{C})$	熔 点 $^\circ\text{C}$	沸 点 $^\circ\text{C}$	比热 $\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K}) \times 10^3 (25^\circ\text{C})$
Lutetium	Lu	71	174.97	9.849	1663	1930	0.155
Magnesium	Mg	12	24.312	1.74	650	1107	1.024
Manganese	Mn	25	54.9380	7.43	1244	2150	0.481
Mendelevium	Md	101	(256)
Mercury	Hg	80	200.59	13.55	-38.87	357	0.138
Molybdenum	Mo	42	95.94	10.22	2617	5560	0.251
Neodymium	Nd	60	144.24	7.00	1016	3180	0.188
Neon	Ne	10	20.183	0.8387×10^{-3}	-248.597	-246.0	(1.028)
Neptunium	Np	93	(237)	19.5	637	...	1.25
Nickel	Ni	28	58.71	8.902	1453	2730	0.443
Niobium or Columbium, Cb	Nb	41	92.906	8.57	2468	4927	0.263
Nitrogen	N	7	14.0067	1.1619×10^{-3}	-210	-195.8	1.032
Nobelium	No	102	(255)
Osmium	Os	76	190.2	22.57	3027	5500	0.130
Oxygen	O	8	15.9994	1.3318×10^{-3}	-218.80	-183.0	0.911
Palladium	Pd	46	106.4	12.02	1552	3980	0.242

元 素	符 号	原子序数 Z	原 子 量	密度 $\text{kg/m}^3 \times 10^3 (20^\circ\text{C})$	熔 点 $^\circ\text{C}$	沸 点 $^\circ\text{C}$	比热J/(kg·K) $\times 10^3 (25^\circ\text{C})$
Phosphorus	P	15	30.9738	1.83	44.25	280	0.740
Platinum	Pt	78	195.09	21.45	1769	4530	0.134
Plutonium	Pu	94	(244)	...	640	3235	0.130
Polonium	Po	84	(210)	9.24	254
Potassium	K	19	39.102	0.86	63.20	760	0.757
Praseodymium	Pr	59	140.907	6.769	931	3020	0.196
Promethium	Pm	61	(145)	...	(1027)
Protactinium	Pa	91	(231)	...	(1230)
Radium	Ra	88	(226)	5.0	700
Radon (or Em- anation, Em)	Rn	86	(222)	$9.96 \times 10^{-3} (0^\circ\text{C})$ (-71)	-61.8	-61.8	(0.092)
Rhenium	Re	75	186.2	21.01	3180	5900	0.134
Rhodium	Rh	45	102.905	12.44	1963	4500	0.242
Rubidium	Rb	37	85.47	1.53	39.49	688	0.364
Ruthenium	Ru	44	101.107	12.2	2250	4900	0.238
Samarium	Sm	62	150.35	7.49	1072	1630	0.196
Scandium	Sc	21	44.956	2.99	1539	2730	0.568

续表

元 素	符 号	原子序数 Z	原 子 量	密度 $\text{kg/m}^3 \times 10^3 (20^\circ\text{C})$	熔 点 $^\circ\text{C}$	沸 点 $^\circ\text{C}$	比热 $\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ $\times 10^3 (25^\circ\text{C})$
Selenium	Se	34	78.96	4.79	221	685	0.318
Silicon	Si	14	28.086	2.33	1412	2680	0.711
Silver	Ag	47	107.870	10.49	960.8	2210	0.234
Sodium	Na	11	22.9898	0.9712	97.85	892	1.22
Strontium	Sc	38	87.62	2.60	768	1380	0.736
Sulfur	S	16	32.064	2.07	119.0	444.6	0.706
Tantalum	Ta	73	180.948	16.6	3014	5425	0.138
Technetium	Tc	43	(99)	11.46	2200	...	(0.209)
Tellurium	Te	52	127.60	0.24	449.5	990	0.201
Terbium	Tb	65	158.924	8.25	1357	2530	0.180
Thallium	Tl	81	204.37	11.85	304	1457	0.130
Thorium	Th	90	(232)	11.66	1755	(3850)	0.117
Thulium	Tm	69	168.934	9.31	1545	1720	0.159
Tin	Sn	50	118.69	7.2984	231.868	2270	0.226
Titanium	Ti	22	47.90	4.507	1670	3260	0.523
Tungsten (or Wolfram)	W	74	183.85	19.3	3380	5930	0.131

续表

元 素	符 号	原子序数 Z	原 子 量	密度 $\text{kg/m}^3 \times 10^3 (20^\circ\text{C})$	熔 点 $^\circ\text{C}$	沸 点 $^\circ\text{C}$	比热 $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K}) \times 10^3 (25^\circ\text{C})$
Uranium	U	92	(238)	19.07	1132	3818	0.117
Vanadium	V	23	50.942	6.1	1902	3400	0.489
Xenon	Xe	54	131.30	5.495×10^{-3}	-111.79	-108	(0.159)
Ytterbium	Yb	70	173.04	6.959	824	1530	0.155
Yttrium	Y	39	88.905	4.472	1526	3030	0.297
Zinc	Zn	30	65.37	7.133	419.58	906	0.3837
Zirconium	Zr	40	91.22	6.489	1852	3580	0.276

* 1. 括号中原子量是放射性元素的最长寿命同位素的质量数；括号中熔点是确定的；括号中比热是计算值。

2. 除了特别说明外，全部物理性质是在一个大气压下。

3. 气体的数据仅当它们处于通常的分子态诸如： H_2 , He , O_2 , Ne 等时才有效。

六、稳定原子核基态性质

	A	Z	N	I	π	SM	μ	Q	$M-A$	丰度(%)
n	1	0	1	$\frac{1}{2}$	+		-1.9131		+8.07144	
H	1	1	0	$\frac{1}{2}$	+	$s_{\frac{1}{2}}$	+2.79273		+7.28899	99.985
	2	1	1	1	+	$\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)$	+0.85742	+0.0028	+13.136	0.015
He	3	2	1	$\frac{1}{2}$	+	$s_{\frac{1}{2}}$	-2.1276		+14.931	0.00013
	4	2	2	0	+				+2.425	100
Li	6	3	3	1	+	$\left(\frac{3}{2}, \frac{3}{2}\right)$	+0.82202	-0.0008	+14.088	7.4
	7	3	4	$\frac{3}{2}$	-	$p_{\frac{3}{2}}$	+3.2564	-0.04	+14.907	92.6
Be	9	4	5	$\frac{3}{2}$	-	$p_{\frac{3}{2}}$	-1.1776	+0.05	+11.350	100

续表

	A	Z	N	I	π	SM	μ	Q	M-A	丰度(%)
B	10	5	5	3	+	$\left(\frac{3}{2}, \frac{3}{2}\right)$	+1.8007	+0.08	+12.052	18.8
C	11	5	6	$\frac{3}{2}$	-	$p_{\frac{3}{2}}$	+2.6885	+0.04	+8.668	81.2
	12	6	6	0	+				0(标准)	98.89
	13	6	7	$\frac{1}{2}$	-	$p_{\frac{1}{2}}$	+0.7024		+3.125	1.11
N	14	7	7	1	+	$\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)$	+0.4036	+0.01	+2.864	99.63
O	15	7	8	$\frac{1}{2}$	-	$p_{\frac{1}{2}}$	-0.2837		+0.100	0.37
	16	8	8	0	+				-4.737	99.759
	17	8	9	$\frac{5}{2}$	+	$d_{\frac{5}{2}}$	-1.8937	-0.026	-0.808	0.037
F	18	8	10	0	+				-0.782	0.204
	19	9	10	$\frac{1}{2}$	+		+2.6288		-1.486	100
Ne	20	10	10	0	+				-7.041	90.8

续表

A	Z	N	I	π	SM	μ	Q	$M-A$	丰度(%)
21	10	11	$\frac{3}{2}$	+	$\left(d_{\frac{5}{2}}\right)^3$	-0.6618	+0.09	-5.730	0.26
22	10	12	0	+				-8.025	8.9
23	11	12	$\frac{3}{2}$	+	$\left(d_{\frac{5}{2}}\right)^3$	+2.2175	+0.14	-9.528	100
24	12	12	0	+				-13.933	78.8
25	12	13	$\frac{5}{2}$	+	$d_{\frac{5}{2}}$	-0.8551	+0.22	-13.191	10.1
26	12	14	0	+				-16.214	11.1

* SM 壳模型组态 μ 核磁偶极矩 (单位: 核磁子) Q 核电四极矩 (单位: e) $m-A$ 质量过剩 (单位: MeV)

选自 J. M. Reid, The Atomic Nucleus, 第二版, Manchester University Press (1984)

	A	Z	N	I	π	SM	μ	Q	M-A	丰度(%)
Al	27	13	14	$\frac{5}{2}$	+	$d_{\frac{5}{2}}$	+3.6414	+0.15	-17.196	100
Si	28	14	14	0	+				-21.490	92.17
	29	14	15	$\frac{1}{2}$	+	$s_{\frac{1}{2}}$	-0.5553		-21.894	4.71
	30	14	16	0	+				-24.439	3.12
P	31	15	16	$\frac{1}{2}$	+	$s_{\frac{1}{2}}$	+1.1317		-24.438	100
S	32	16	16	0	+				-26.013	95
	33	16	17	$\frac{3}{2}$	+	$d_{\frac{3}{2}}$	+0.6433	-0.055	-26.583	0.75
	34	16	18	0	+				-29.933	4.2
	36	16	20	0	+				-30.655	0.017
Cl	35	17	18	$\frac{3}{2}$	+	$d_{\frac{3}{2}}$	+0.82183	-0.079	-29.014	75.53
	37	17	20	$\frac{3}{2}$	+	$d_{\frac{3}{2}}$	+0.68411	-0.062	-31.765	24.47
Ar	36	18	18	0	+				-30.232	0.337
	38	18	20	0	+				-34.718	0.063

续表

A	Z	N	I	π	SM	μ	Q	M-A	丰度(%)
40	18	22	0	+				-35.038	99.60
K	39	19	20	+	$d_{3/2}$	+0.3914	+0.055	-33.803	93.2
	*40	19	21			-1.298	-0.07	-33.533	0.0119
	41	19	22	+	$d_{3/2}$	+0.2149	+0.067	-35.552	6.8
Ca	40	20	20	+				-34.848	96.9
	42	20	22	(+)				-38.540	0.64
	43	20	23	-	$f_{7/2}$	-1.317		-38.396	0.14
	44	20	24	(+)				-41.460	2.1
	46	20	26	(+)				-43.138	0.0032
Sc	48	20	28	(+)				-44.216	0.18
	45	21	24	-	$f_{7/2}$	+4.7564	-0.22	-41.061	100
	46	22	24	(+)				-44.123	8.0
Ti	47	22	25	-	$\left(f_{7/2}\right)^2$	-0.7883	+0.29	-44.927	7.4
	48	22	26	(+)				-48.483	73.8

续表

<i>A</i>	<i>Z</i>	<i>N</i>	<i>I</i>	π	<i>SM</i>	μ	<i>Q</i>	<i>M-A</i>	丰度(%)
49	22	27	$\frac{7}{2}$	-	$f_{\frac{7}{2}}$	-1.1039	+0.24	-48.558	5.5
50	22	28	(0)	(+)				-51.431	5.3
⁵⁰ V	23	27	6	+		+3.3470	± 0.06	-49.216	0.25
51	23	28	$\frac{7}{2}$	-	$f_{\frac{7}{2}}$	+5.149	-0.05	-52.199	99.75
50	24	26	(0)	(+)				-50.249	4.4
52	24	28	(0)	(+)				-55.411	83.7
53	24	29	$\frac{3}{2}$	-	$p_{\frac{3}{2}}$	-0.4744	± 0.03	-55.281	9.5
54	24	30	(0)	(+)				-56.930	2.4
55	25	30	$\frac{5}{2}$	(-)	$\left(f_{\frac{7}{2}}\right)^2$	+3.444	+0.4	-57.705	100
54	26	28	(0)	(+)				-56.245	5.9
56	26	30	(0)	(+)				-60.605	91.6
57	26	31	$\frac{1}{2}$	-	$p_{\frac{1}{2}}$	+0.0902		-60.175	2.20
58	26	32	(0)	(+)				-62.146	0.33

续表

A	Z	N	I	π	SM	μ	Q	M-A	丰度(%)
Co	59	27	32	$\frac{7}{2}$	-	$f_{\frac{7}{2}}$	+0.4	-62.233	100
Ni	58	28	30	(0)	(+)			-60.228	68.0
	60	28	32	(0)	(+)			-64.471	26.2
	61	28	33	$\frac{3}{2}$	-	$p_{\frac{3}{2}}$	+0.16	-64.220	1.1
Cu	62	28	34	(0)	(+)			-66.748	3.7
	64	28	36	(0)	(+)			-67.106	1.0
	63	29	34	$\frac{3}{2}$	-	$p_{\frac{3}{2}}$	-0.180	-65.583	69.0
Zn	65	29	36	$\frac{3}{2}$	-	$p_{\frac{3}{2}}$	-0.195	-67.266	31.0
	64	30	34	0	+			-66.000	48.9
	66	30	36	0	+			-68.881	27.8
	67	30	37	$\frac{5}{2}$	-	$f_{\frac{5}{2}}$	+0.17	-67.863	4.1
	68	30	38	0	+			-69.994	18.6
	70	30	40	(0)	(+)			-69.550	0.63

续表

A	Z	N	I	π	SM	μ	Q	M-A	丰度(%)
Ga	69	31	38	$\frac{3}{2}$	-	$p_{\frac{3}{2}}$	+0.19	-69.326	60.1
	71	31	40	3	-	$p_{\frac{3}{2}}$	+0.12	-70.135	39.9
Ge	70	32	38	0	+			-70.558	20.5
	72	32	40	0	+			-72.579	27.4
	73	32	41	9	+	$8\frac{1}{2}$	-0.28	-71.293	7.8
	74	32	42	0	+			-73.418	36.5
As	76	32	44	0	+			-73.209	7.8
	75	33	42	$\frac{3}{2}$	-	$p_{\frac{3}{2}}$	+0.29	-73.031	100
	74	34	40	0	+			-72.212	0.93
Se	76	34	42	0	+			-75.257	9.1
	77	34	43	$\frac{1}{2}$	-	$p_{\frac{1}{2}}$	+0.534	-74.601	7.5
	78	34	44	0	+			-77.020	23.6
	80	34	46	0	+			-77.753	49.9

续表

A	Z	N	I	π	SM	μ	Q	M-A	丰度(%)
82	34	48	0	+				-77.586	9.0
Br	79	35	44	$\frac{3}{2}$	$p_{\frac{3}{2}}$	+2.106	+0.31	-76.075	50.6
	81	35	46	$\frac{3}{2}$	$p_{\frac{3}{2}}$	+2.270	+0.26	-77.972	49.4
Kr	78	36	42	(0)	(+)			-74.143	0.35
	80	36	44	(0)	(+)			-77.891	2.27
	82	36	46	0	+			-80.589	11.6
	83	36	47	9	2	-0.970	+0.26	-79.985	11.5
	84	36	48	0	+			-82.433	57.0
	86	36	50	0	+			-83.259	17.3
Rb	85	37	48	5	2	+1.3524	+0.26	-82.156	72.2
	*87	37	50	3	2	+2.7500	+0.12	-84.591	27.8
Sr	84	38	46	(0)	(+)			-80.638	0.55
	86	38	48	0	+			-84.499	9.8

续表

A	Z	N	I	π	SM	μ	Q	M-A	丰度(%)
87	38	49	$\frac{9}{2}$	+	$g_{\frac{7}{2}^{+}}$	-1.093	+0.30	-84.865	7.0
88	38	50	0	+				-87.894	82.7
89	39	50	$\frac{1}{2}$	-	$p_{\frac{1}{2}^{+}}$	-0.1373		-87.678	100
90	40	50	(0)	(+)				-88.770	51.5
91	40	51	$\frac{5}{2}$	+	$d_{\frac{3}{2}^{+}}$	-1.303		-87.893	11.2
92	40	52	(0)	(+)				-88.462	17.1
94	40	54	(0)	(+)				-87.267	17.4
96	40	56	(0)	(+)				-85.430	2.8
Nb	41	52	$\frac{9}{2}$	+	$f_{\frac{7}{2}^{+}}$	+6.167	-0.22	-87.203	100
Mo	42	50	0	+				-86.804	15.7
94	42	52	0	+				-88.406	9.3
95	42	53	$\frac{5}{2}$	+	$d_{\frac{5}{2}^{+}}$	-0.9133	± 0.12	-87.709	15.7
96	42	54	0	+				-88.794	16.5

续表

<i>A</i>	<i>Z</i>	<i>N</i>	<i>I</i>	π	<i>SM</i>	μ	<i>Q</i>	<i>M-A</i>	丰度(%)
97	42	55	$\frac{5}{2}$	+	$d_{\frac{5}{2}}$	-0.9325	± 1.1	-87.539	9.5
98	42	56	0	+				-88.110	23.8
100	42	58	0	+				-86.185	9.5
Tc	43	不稳定同位素							
96	44	52	(0)	(+)				-86.071	5.6
98	44	54	(0)	(+)				-88.221	1.9
99	44	55	$\frac{5}{2}$	+	$d_{\frac{5}{2}}$	-0.63		-87.619	12.7
100	44	56	(0)	(+)				-89.215	12.7
101	44	57	$\frac{5}{2}$	+	$d_{\frac{5}{2}}$	-0.69		-87.953	17.0
102	44	58	(0)	(+)				-89.098	31.5
104	44	60	(0)	(+)				-88.090	18.6
Rh	45	58	$\frac{1}{2}$	-	$p_{\frac{1}{2}}$	-0.0883		-88.014	100
Pd	46	56	(0)	(+)				-87.923	1.0
104	46	58	(0)	(+)				-89.411	11.0

续表

A	Z	N	I	π	SM	μ	Q	M-A	丰度(%)
105	46	59	$\frac{5}{2}$	+	$d_{\frac{5}{2}}$	-0.542	+0.8	-88.431	22.2
106	46	60	(0)	(+)				-89.907	27.3
108	46	62	(0)	(+)				-89.524	26.7
110	46	64	(0)	(+)				-88.338	11.8
Ag	47	60	$\frac{1}{2}$	-	$p_{\frac{1}{2}}$	-0.1135		-88.403	51.4
109	47	62	$\frac{1}{2}$	-	$p_{\frac{1}{2}}$	-0.1305		-88.717	48.6
Cd	48	58	(0)	(+)				-87.128	1.22
108	48	60	(0)	(+)				-89.248	0.88
110	48	62	0	+				-90.342	12.4
111	48	63	$\frac{1}{2}$	+	$s_{\frac{1}{2}}$	-0.5943		-89.246	12.8
112	48	64	0	+				-90.575	24.0
113	48	65	$\frac{1}{2}$	+	$s_{\frac{1}{2}}$	-0.6217		-89.041	12.3
114	48	66	0	+				-90.018	28.8

续表

	A	Z	N	I	π	SM	μ	Q	M-A	丰度(%)
Cd	116	48	68	0	+				-88.712	7.6
In	113	49	64	$9\frac{1}{2}$	+	$8\frac{9}{2}$	+5.523	+0.82	-89.339	4.2
Sn	*115	49	66	$9\frac{1}{2}$	+	$8\frac{9}{2}$	+5.534	+0.83	-89.542	95.8
	112	50	62	(0)	(+)				-88.644	1.02
	114	50	64	(0)	(+)				-90.565	0.69
	115	50	65	$1\frac{1}{2}$	+	$8\frac{1}{2}$	-0.918		-90.031	0.38
	116	50	66	0	+				-91.523	14.3
	117	50	67	$1\frac{1}{2}$	+	$8\frac{1}{2}$	-1.000		-90.392	7.6
	118	50	68	0	+				-91.652	24.1
	119	50	69	$1\frac{1}{2}$	+	$8\frac{1}{2}$	-1.046		-90.062	8.5
	120	50	70	0	+				-91.100	32.5
	122	50	72	(0)	(+)				-89.942	4.8
	124	50	74	(0)	(+)				-88.237	6.1

续表

	A	Z	N	I	π	SM	μ	Q	M-A	丰度(%)
Sb	121	51	70	$\frac{5}{2}$	+	$d_{5/2}^4$	+3.359	-0.29	-89.593	57
	123	51	72	$\frac{7}{2}$	+	$g_{7/2}^5$	+2.547	-0.37	-89.224	43
Te	120	52	68	(0)	(+)				-89.400	0.091
	122	52	70	(0)	(+)				-90.291	2.5
*123	52	71	$\frac{1}{2}$	+		$s_{1/2}^1$	-0.7359		-89.163	0.88
	124	52	72	(0)	(+)				-90.500	4.6
125	52	73	$\frac{1}{2}$	+		$s_{1/2}^1$	-0.8871		-89.032	7.0
	126	52	74	0	+				-90.053	18.7
128	52	76	0	+					-88.978	31.8
	130	52	78	0	+				-87.337	34.4
I	127	53	74	$\frac{5}{2}$	+	$d_{5/2}^5$	+2.808	-0.79	-88.984	100
Xe	124	54	70	(0)	(+)				-87.450	0.094
	126	54	72	(0)	(+)				-89.154	0.092
128	54	74	(0)	(+)					-89.850	1.92

续表

A	Z	N	I	π	SM	μ	Q	M-A	丰度(%)
129	54	75	$\frac{1}{2}$	+	$s_{\frac{1}{2}}$	-0.7768		-88.692	26.4
130	54	76	(0)	(+)				-89.880	4.1
131	54	77	$\frac{3}{2}$	+	$d_{\frac{3}{2}}$	+0.6908	-0.12	-88.411	21.2
132	54	78	0	+				-89.272	26.9
134	54	80	0	+				-88.120	10.4
136	54	82	0	+				-86.422	8.9
133	55	78	$\frac{7}{2}$	+	$g_{\frac{7}{2}}$	+2.578	-0.003	-88.160	100
130	56	74	(0)	(+)				-87.331	0.101
132	56	76	(0)	(+)				-88.380	0.097
134	56	78	0	+				-88.852	2.42
135	56	79	$\frac{3}{2}$	+	$d_{\frac{3}{2}}$	+0.8365	+0.18	-87.980	6.6
136	56	80	0	+				-89.140	7.8
137	56	81	$\frac{3}{2}$	+	$d_{\frac{3}{2}}$	+0.9357	+0.28	-88.020	11.3
138	56	82	0	+				-88.490	71.7

续表

A	Z	N	I	π	SM	μ	Q	M-A	丰度(%)
La	*138	57	81	5	-	+3.707	± 0.8	-86.710	0.089
	139	57	82	$\frac{7}{2}$	$g_{7/2}^+$	+2.778	+0.22	-87.428	99.911
Ce	136	58	78	(0)	(+)			-86.550	0.19
	138	58	80	(0)	(+)			-87.720	0.26
	140	58	82	(0)	(+)			-88.125	88.47
	142	58	84	(0)	(+)			-84.631	11.08
Pr	141	59	82	$\frac{5}{2}$	$d_{5/2}^+$	+4.3	-0.07	-86.072	100
Nd	142	60	82	(0)	(+)			-86.010	27.1
	143	60	83	$\frac{7}{2}$	$f_{7/2}^-$	-1.08	-0.48	-84.039	12.2
	*144	60	84	(0)	(+)			-83.797	23.9
	145	60	85	$\frac{7}{2}$	$f_{7/2}^-$	-0.66	-0.25	-81.469	8.3
	146	60	86	(0)	(+)			-80.959	17.2
	148	60	88	(0)	(+)			-77.435	5.7
	150	60	90	(0)	(+)			-74.666	5.6

续表

A	Z	N	I	π	SM	μ	Q	M-A	丰度(%)
Pm	61	81	0	(+)	不稳定同位素				
Sm	62	82	0	(+)				-81.980	3.1
*147	62	85	7	-	$f_{7/2}$	-0.813	-0.20	-79.300	15.0
148	62	86	0	(+)				-79.371	11.2
149	62	87	7	-	$f_{7/2}$	-0.670	+0.058	-77.145	13.8
150	62	88	0	(+)				-77.056	7.4
152	62	90	0	(+)				-74.746	26.8
154	62	92	0	(+)				-72.393	22.7
Eu	63	88	5	(+)	$(d_{5/2})$	+3.464	+1.1	-74.670	47.8
153	63	90	5	+	$d_{5/2}$	+1.530	+2.8	-73.361	52.2
Gd	64	88	0	(+)				-74.710	0.20
154	64	90	0	(+)				-73.653	2.15
155	64	91	3	-	$p_{3/2}$	-0.254	+1.3	-72.037	14.7

续表

<i>A</i>	<i>Z</i>	<i>N</i>	<i>I</i>	π	<i>SM</i>	μ	<i>Q</i>	<i>M-A</i>	丰度(%)
156	64	92	(0)	(+)				-72.493	20.5
157	64	93	$\frac{3}{2}$			-0.339	+1.7	-70.769	15.7
158	64	94	(0)	(+)				-70.627	24.9
160	64	96	(0)	(+)				-67.891	21.9
Tb	159	65	$\frac{3}{2}$	+	$d_{\frac{3}{2}}$	± 1.99	+1.3	-69.534	100
Dy	156	66	(0)	(+)				-70.860	0.052
	158	66	(0)	(+)				-70.374	0.090
	160	66	(0)	(+)				-69.673	2.29
	161	66	$\frac{5}{2}$	+	$d_{\frac{5}{2}}$	-0.46	+2.3	-68.049	18.9
	162	66	(0)	(+)				-68.182	25.5
	163	66	$\frac{5}{2}$	-		+0.64	+2.5	-66.363	25.0
	164	66	(0)	(+)				-65.949	28.2
Ho	165	67	$\frac{7}{2}$	+	$g_{\frac{7}{2}}$	+4.12	+3.0	-64.811	100

续表

A	Z	N	I	π	SM	μ	Q	M-A	丰度(%)
Er	162	68	94	(0)	(+)			-66.370	0.136
	164	68	96	(0)	(+)			-65.867	1.56
	166	68	98	(0)	(+)			-61.918	33.4
	167	68	99	7 2	(-)	$\left(f_7 \frac{1}{2}\right)$	+2.8	-63.235	22.9
	168	68	100	(0)	(+)			-62.933	27.1
	170	68	102	(0)	(+)			-60.020	14.9
Tm	169	69	100	1 2	(+)	$\left(s_1 \frac{1}{2}\right)$		-61.219	100
	168	70	98	(0)	(+)			-61.330	0.14
Yb	170	70	100	(0)	(+)			-60.530	3.03
	171	70	101	1 2	-	$p_{1/2}$	+0.4919	-59.220	14.3
	172	70	102	(0)	(+)			-59.230	21.3
	173	70	103	5 2	-	$f_{5/2}$	+3.0	-57.690	16.2
	174	70	104	(0)	(+)			-57.060	31.8
	176	70	106	(0)	(+)			-53.390	12.7

续表

A	Z	N	I	π	SM	μ	Q	M-A	丰度(%)
Lu	175	71	104	$\frac{7}{2}$	+	$g_{\frac{7}{2}}$	+5.6	-55.290	97.40
	*176	71	105	7	-		+8.0	-53.410	2.60
Hf	174	72	102	(0)	(+)			-55.550	0.18
	176	72	104	(0)	(+)			-54.430	5.2
	177	72	105	$\frac{7}{2}$	-		+3	-52.720	18.5
Ta	178	72	106	0	+			-52.270	27.1
	179	72	107	$\frac{9}{2}$	+		+3	-50.270	13.8
	180	72	108	0	+			-49.530	35.2
	*180	73	107					-48.862	0.012
	181	73	108	$\frac{7}{2}$	+	$g_{\frac{7}{2}}$	+4.2	-48.430	99.988
W	180	74	106	(0)	(+)			-40.365	0.14
	182	74	108	0	+			-48.156	26.2
	183	74	109	$\frac{1}{2}$	-	$p_{\frac{1}{2}}$	+0.117	-46.272	14.3
	184	74	110	0	+			-45.619	30.7

续表

A	Z	N	I	π	SM	μ	Q	M-A	丰度(%)
186	74	112	0	+				-42.438	28.7
Re	75	110	5 2	+	$d_{5/2}$	+3.172	+2.7	-43.725	37.1
*187	75	112	5 2	+	$d_{5/2}$	+3.204	+2.6	-41.140	62.9
Os	76	108	(0)	(+)				-44.010	0.018
186	76	110	(0)	(+)				-42.970	1.59
187	76	111	1 2	-	$p_{1/2}$	+0.0643		-41.141	1.64
188	76	112	(0)	(+)				-40.909	13.3
189	76	113	3 2	-	$p_{3/2}$	+0.6566	+0.8	-38.840	16.1
190	76	114	(0)	(+)				-38.540	26.4
192	76	116	(0)	(+)				-35.910	41.0
Ir	77	114	3 2	+	$d_{5/2}$	+0.145	+1.3	-36.670	38.5
193	77	116	3 2	+	$d_{5/2}$	+0.158	+1.2	-34.454	61.5

A	Z	N	I	π	SM	μ	Q	M-A	丰度(%)
Pt	192	78	114	(0)	(+)			-36.190	0.78
	194	78	116	0	+			-34.721	32.8
	195	78	117	$\frac{1}{2}$	-	$p_{\frac{1}{2}}$		-32.776	33.7
	196	78	118	0	+			-32.633	25.4
	198	78	120	(0)	(+)			-29.905	7.2
Au	197	79	118	$\frac{3}{2}$	+	$d_{\frac{3}{2}}$	+0.58	-31.166	100
	196	80	116	(0)	(+)			-31.838	0.15
Hg	198	80	118	0	+			-30.966	10.0
	199	80	119	$\frac{1}{2}$	-	$p_{\frac{1}{2}}$	+0.5027	-29.547	16.9
	200	80	120	0	+			-29.503	23.1
	201	80	121	$\frac{3}{2}$	-	$p_{\frac{3}{2}}$	+0.45	-27.658	13.2
	202	80	122	0	+			-27.346	29.8
Tl	204	80	124	0	+			-24.689	6.8
	203	81	122	$\frac{1}{2}$	+	$s_{\frac{1}{2}}$	+1.6115	-25.753	29.5

续表

A	Z	N	I	π	SM	μ	Q	M A	丰度(%)
205	81	124	$\frac{1}{2}$	+	$s_{\frac{1}{2}}$	+1.6274		-23.807	70.5
Pb 204	82	122	(0)	(+)				-25.109	1.3
206	82	124	0	+				-23.783	26
207	82	125	$\frac{1}{2}$	-	$p_{\frac{1}{2}}$	+0.5895		-22.446	21
208	82	126	0	+				-21.750	52
Bi 209	83	126	$\frac{9}{2}$	-	$h_{\frac{9}{2}}$	+4.080	-0.35	-18.262	100

* 现知是不稳定的核，寿命很长，估算其百分比丰度。

+ 核的自旋与“单粒子”预言值不一致。

七、原子质量表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
1	0	1	n	8071.369	4	4		Be	4941.73
0	1		H	7289.030	3	5		B	22920.3
					2	6		C	35095
1	1	2	H	13135.824					
2	1	3	H	14949.91	7	2	9	He	40810
1	2		He	14931.32	6	3		Li	24953.9
					5	4		Be	11347.7
3	1	4	H	25840	4	5		B	12415.8
2	2		He	2424.92	3	6		C	28913.2
1	3		Li	25120					
					7	3	10	Li	33830
3	2	5	He	11390	6	4		Be	12607.0
2	3		Li	11680	5	5		B	12050.78
					4	6		C	15701.7
4	2	6	He	17592.3	3	7		N	39700#
3	3		Li	14085.6					
2	4		Be	18374	8	3	11	Li	40900
					7	4		Be	20174
5	2	7	He	26110	6	5		B	8668.0
4	3		Li	14906.8	5	6		C	10650.1
3	4		Be	15768.7	4	7		N	24910
2	5		B	27870					
					8	4	12	Be	25077
6	2	8	He	31598	7	5		B	13369.6
5	3		Li	20945.4	6	6		C	0
					5	7		N	17338.1
					4	8		O	32060

* 选自Nucl. Phys. A 432, 1—54(1985)

估计值

续表

<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)	<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)
9	4	13	Be	34950#	9	8		O	-809.3
8	5		B	16562.3	8	9		F	1951.54
7	6		C	3125.025	7	10		Ne	16480
6	7		N	5345.52					
5	8		O	23111	12	6	18	C	24890
					11	7		N	13117
10	4	14	Be	41020#	10	8		O	-782.2
9	5		B	23664	9	9		F	873.2
8	6		C	3019.910	8	10		Ne	5319
7	7		N	2863.436	7	11		Na	25320#
6	8		O	8006.56					
5	9		F	33610#	13	6	19	C	32760#
					12	7		N	15873
10	5	15	B	28970	11	8		O	3332.2
9	6		C	9873.2	10	9		F	-1487.40
8	7		N	101.50	9	10		Ne	1751.0
7	8		O	2855.5	8	11		Na	12929
6	9		F	16770					
					14	6	20	C	38030#
11	5	16	B	37640#	13	7		N	22100#
10	6		C	13694	12	8		O	3796.3
9	7		N	5682.1	11	9		F	-17.33
8	8		O	-4737.03	10	10		Ne	-7046.2
7	9		F	10680	9	11		Na	6841
6	10		Ne	23989	8	12		Mg	17572
12	5	17	B	44010#	14	7	21	N	26050#
11	6		C	21030	13	8		O	8130
10	7		N	7871	12	9		F	-48

续表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
11	10		Ne	-5735.4	12	13		Al	-8915.4
10	11		Na	-2188.6	11	14		Si	3827
9	12		Mg	10914					
14	8	22	O	9440	16	10	26	Ne	410
13	9		F	2830	15	11		Na	-6906
12	10		Ne	-8026.6	14	12		Mg	-16214.0
11	11		Na	-5184.6	13	13		Al	-12209.9
10	12		Mg	-396.6	12	14		Si	-7144
9	13		Al	18040	11	15		P	11260并
15	8	23	O	17460并	17	10	27	Ne	6750并
14	9		F	3350	16	11		Na	-5650
13	10		Ne	-5155.5	15	12		Mg	-14586.2
12	11		Na	-9531.4	14	13		Al	-17196.8
11	12		Mg	-5473.1	13	14		Si	-12385.3
10	13		Al	6767	12	15		P	-750
15	9	24	F	8750并	17	11	28	Na	-1140
14	10		Ne	-5950	16	12		Mg	-15018.8
13	11		Ne	-8419.5	15	13		Al	-16850.6
12	12		Mg	-13933.1	14	14		Si	-21492.4
11	13		Al	-55	13	15		P	-7161
10	14		Si	10755	12	16		S	4130
16	9	25	F	12540并	18	11	29	Na	2640
15	10		Ne	-2160	17	12		Mg	-10728
14	11		Na	-9359	16	13		Al	-18215
13	12		Mg	-13192.5	15	14		Si	-21895.0
					14	15		P	-16950.5

续表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
13	16		S	-3160	20	13		Al	-9270#
19	11	30	Na	8200	19	14		Si	-20570
18	12		Mg	-9100	18	15		P	-26338.0
17	13		Al	-15890	17	16		S	-26586.51
16	14		Si	-24433.2	16	17		Cl	-21003.9
15	15		P	-20207.4	15	18		Ar	-9380
14	16		S	-14063	23	11	34	Na	26640
13	17		Cl	4840#	22	12		Mg	6940#
20	11	31	Na	11810	21	13		Al	-4360#
19	12		Mg	-3790#	20	14		Si	-19860
18	13		Al	-15090	19	15		P	-24557.9
17	14		Si	-22950.2	18	16		S	-29932.25
16	15		P	-24440.7	17	17		Cl	-24439.92
15	16		S	-19045.2	16	18		Ar	-18379
14	17		Cl	-7070	15	19		K	-1480#
21	11	32	Na	16530	23	12	35	Mg	13560#
20	12		Mg	-1770	22	13		Al	-1440#
19	13		Al	-11180#	21	14		Si	-14540#
18	14		Si	-24080.8	20	15		P	-24940
17	15		P	-24305.8	19	16		S	-28846.89
16	16		S	-26016.18	18	17		Cl	-29013.72
15	17		Cl	-13330	17	18		Ar	-23048.8
14	18		Ar	-2180	16	19		K	-11168
22	11	33	Na	21450	23	13	36	Al	3910#
21	12		Mg	3930#	22	14		Si	-12760#
					21	15		P	-20890

续表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
20	16		S	-30664.44	18	21		Sc	-14180.7
19	17		Cl	-29522.15					
18	18		Ar	-30231.39	25	15	40	P	-7620.7
17	19		K	-17426	24	16		S	-22520
16	20		Ca	-6440	23	17		Cl	-27540
					22	18		Ar	-35039.6
23	14	37	Si	-7000.7	21	19		K	-33534.8
22	15		P	-19100.7	20	20		Ca	-34846.9
21	16		S	-26896.59	19	21		Sc	-20527
20	17		Cl	-31761.75	18	22		Ti	-9064
19	18		Ar	-30947.9					
18	19		K	-24799.4	25	16	41	S	-17870.7
17	20		Ca	-13160	24	17		Cl	-27400
					23	18		Ar	-33067.4
24	14	38	Si	-4660.7	22	19		K	-35559.7
23	15		P	-14660.7	21	20		Ca	-35138.3
22	16		S	-26862	20	21		Sc	-28643.4
21	17		Cl	-29798.23	19	22		Ti	-15700
20	18		Ar	-34714.7					
19	19		K	-23801.7	26	16	42	S	-16420.7
18	20		Ca	-22060	25	17		Cl	-24420.7
17	21		Sc	-4460.7	24	18		Ar	-34420
					23	19		K	-35022.7
24	15	39	P	-12300.7	22	20		Ca	-38547.8
23	16		S	-23000.7	21	21		Sc	-32124.1
22	17		Cl	-29804	20	22		Ti	-25122
21	18		Ar	-33242	19	23		V	-8220.7
20	19		K	-33806.6					
19	20		Ca	-27276.0	26	17	43	Cl	-23130

续表

<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)	<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)
25	18		Ar	-31980	23	23		V	-37075.3
24	19		K	-36592	22	24		Cr	-29472
23	20		Ca	-38409.4	21	25		Mn	-12470并
22	21		Sc	-36188.7					
21	22		Ti	-29321	28	19	47	K	-35698
20	23		V	-17920并	27	20		Ca	-42343
					26	21		Sc	-44331.3
27	17	44	Cl	-20010并	25	22		Ti	-44931.9
26	18		Ar	-32262	24	23		V	-42004.8
25	19		K	-35810	23	24		Cr	-34554
24	20		Ca	-41469.9	22	25		Mn	-22650并
23	21		Sc	-37815.4					
22	22		Ti	-37549.1	29	19	48	K	-32124
21	23		V	-23800并	28	20		Ca	-44216
20	24		Cr	-13220	27	21		Sc	-44493
					26	22		Ti	-48487.1
27	18	45	Ar	-29720	25	23		V	-44472
26	19		K	-36611	24	24		Cr	-42818
25	20		Ca	-40813.4	23	25		Mn	-29220并
24	21		Sc	-41069.9					
23	22		Ti	-39007.3	30	19	49	K	-30790
22	23		V	-31875	29	20		Ca	-41291
21	24		Cr	-19460	28	21		Sc	-46555
					27	22		Ti	-48558.1
28	18	46	Ar	-29720	26	23		V	-47956.3
27	19		K	-35420	25	24		Cr	-45328.9
26	20		Ca	-43138	24	25		Mn	-37611
25	21		Sc	-41759.2	23	26		Fe	-24470
24	22		Ti	-44125.7					

续表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
30	20	50	Ca	-39571	27	26		Fe	-50943.6
29	21		Sc	-44538	26	27		Co	-42640
28	22		Ti	-51426.2	25	28		Ni	-29410
27	23		V	-49219.7					
26	24		Cr	-50257.9	32	22	54	Ti	-45430并
25	25		Mn	-42626.0	31	23		V	-49889
24	26		Fe	-34470	30	24		Cr	-56931.0
					29	25		Mn	-55554.0
31	20	51	Ca	-35910	28	26		Fe	-56250.8
30	21		Sc	-43220	27	27		Co	-48009.3
29	22		Ti	-49727.2	26	28		Ni	-39210
28	23		V	-52199.7					
27	24		Cr	-51448.3	32	23	55	V	-49150
26	25		Mn	-48239.7	31	24		Cr	-55105.9
25	26		Fe	-40218	30	25		Mn	-57709.2
24	27		Co	-27420并	29	26		Fe	-57477.4
					28	27		Co	-54026.0
31	21	52	Sc	-40040并	27	28		Ni	-45330
30	22		Ti	-49464	26	29		Cu	-31630并
29	23		V	-51439.6					
28	24		Cr	-55415.2	33	23	56	V	-46110并
27	25		Mn	-50703.4	32	24		Cr	-55291
26	26		Fe	-48331	31	25		Mn	-56908.4
25	27		Co	-34300并	30	26		Fe	-60604.1
					29	27		Co	-56038.0
31	22	53	Ti	-46830	28	28		Ni	-53902
30	23		V	-51847	27	29		Cu	-38500并
29	24		Cr	-55283.4					
28	25		Mn	-54687.2	33	24	57	Cr	-52690并

续表

<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)	<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)
32	25		Mn	-57488	35	26	61	Fe	-58919
31	26		Fe	-60178.9	34	27		Co	-62897.1
30	27		Co	-59342.5	33	28		Ni	-64219.6
29	28		Ni	-56077.4	32	29		Cu	-61981.2
28	29		Cu	-47380#	31	30		Zn	-56343
27	30		Zn	-32610	30	31		Ga	-47540#
34	24	58	Cr	-52050#	36	26	62	Fe	-58896
33	25		Mn	-55830	35	27		Co	-61424
32	26		Fe	-62152.2	34	28		Ni	-66745.7
31	27		Co	-59844.3	33	29		Cu	-62797
30	28		Ni	-60225.1	32	30		Zn	-61170
29	29		Cu	-51662.4	31	31		Ga	-51999
28	30		Zn	-42210					
34	25	59	Mn	-55477	37	26	63	Fe	-55190
33	26		Fe	-60661.9	36	27		Co	-61839
32	27		Co	-62226.5	35	28		Ni	-65512.8
31	28		Ni	-61153.6	34	29		Cu	-65578.7
30	29		Cu	-56353.0	33	30		Zn	-62211.6
29	30		Zn	-47260	32	31		Ga	-56690
35	25	60	Mn	-52900	31	32		Ge	-47390#
34	26		Fe	-61407					
33	27		Co	-61647.1	37	27	64	Co	-59791
32	28		Ni	-64470.7	36	28		Ni	-67098.0
31	29		Cu	-58343.8	35	29		Cu	-65423.5
30	30		Zn	-54185	34	30		Zn	-66001.7

续表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
38	27	65	Co	-59160	34	34		Se	-51080#
37	28		Ni	-65124.8	41	28	69	Ni	-60460
36	29		Cu	-67261.0	40	29		Cu	-65741
35	30		Zn	-65910.2	39	30		Zn	-68417.0
34	31		Ga	-62654.4	38	31		Ga	-69322.5
33	32		Ge	-56410	37	32		Ge	-67097
32	33		As	-47310#	36	33		As	-63080
					35	34		Se	-56290
38	28	66	Ni	-66028	34	35		Br	-46790#
37	29		Cu	-66255.6					
36	30		Zn	-68898.7	41	29	70	Cu	-62982
35	31		Ga	-63724	40	30		Zn	-69560
34	32		Ge	-61622	39	31		Ga	-68905
33	33		As	-52070	38	32		Ge	-70561.5
					37	33		As	-64340
39	28	67	Ni	-63742	36	34		Se	-61590
38	29		Cu	-67303	35	35		Br	-51190#
37	30		Zn	-67879.3					
36	31		Ga	-66878.4	42	29	71	Cu	-62820#
35	32		Ge	-62656	41	30		Zn	-67322
34	33		As	-56650	40	31		Ga	-70141.5
33	34		Se	-46830#	39	32		Ge	-69905.9
					38	33		As	-67893
40	28	68	Ni	-63432	37	34		Se	-63090#
39	29		Cu	-65560	36	35		Br	-56590#
38	30		Zn	-70006.1	35	36		Kr	-46190#
37	31		Ga	-67085.0					
36	32		Ge	-66978	42	30	72	Zn	-68134
35	33		As	-58880					

续表

<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)	<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)
41	31		Ga	-68591.2	41	34		Se	-72171.3
40	32		Ge	-72583.6	40	35		Br	-69161
39	33		As	-68228	39	36		Kr	-64246
38	34		Se	-67897	38	37		Rb	-57280
37	35		Br	-59030并					
36	36		Kr	-53970并	46	30	76	Zn	-62460
					45	31		Ga	-66440
43	30	73	Zn	-65410	44	32		Ge	-73214.5
42	31		Ga	-69705	43	33		As	-72290.7
41	32		Ge	-71294.7	42	34		Se	-75254.1
40	33		As	-70955	41	35		Br	-70302
39	34		Se	-68215	40	36		Kr	-68969
38	35		Br	-63640	39	37		Rb	-60580
37	36		Kr	-56890					
36	37		Rb	-46590并	47	30	77	Zn	-58910并
					46	31		Ga	-66410并
44	30	74	Zn	-65707	45	32		Ge	-71215.4
43	31		Ga	-68060	44	33		As	-73918.5
42	32		Ge	-73423.4	43	34		Se	-74601.6
41	33		As	-70861.1	42	35		Br	-73237
40	34		Se	-72215.0	41	36		Kr	-70227
39	35		Br	-65300	40	37		Rb	-64950
38	36		Kr	-62140	39	38		Sr	-57890
37	37		Rb	-51750					
					48	30	78	Zn	-57960并
45	30	75	Zn	-62700	47	31		Ga	-63560并
44	31		Ga	-68466	46	32		Ge	-71863
43	32		Ge	-71857.5	45	33		As	-72816
42	33		As	-73035.1	44	34		Se	-77028.1

续表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
43	35		Br	-73454	46	35		Br	-77977
42	36		Kr	-71151	45	36		Kr	-77697
41	37		Rb	-66980	44	37		Rb	-75461
40	38		Sr	-63650并	43	38		Sr	-71470
48	31	79	Ga	-62760	42	39		Y	-65950
47	32		Ge	-69530	41	40		Zr	-58790
46	33		As	-73639	50	32	82	Ge	-65380
45	34		Se	-75919.1	49	33		As	-70078
44	35		Br	-76070.0	48	34		Se	-77596.1
43	36		Kr	-74442	47	35		Br	-77499
42	37		Rb	-70837	46	36		Kr	-80591
41	38		Sr	-65340并	45	37		Rb	-76202
40	39		Y	-58240并	44	38		Sr	-75997
49	31	80	Ga	-59380	43	39		Y	-68180
48	32		Ge	-69380	42	40		Zr	-64180
47	33		As	-72163	51	32	83	Ge	-61240并
46	34		Se	-77762.1	50	33		As	-69880
45	35		Br	-75891.0	49	34		Se	-75343
44	36		Kr	-77892	48	35		Br	-79011
43	37		Rb	-72173	47	36		Kr	-79983
42	38		Sr	-70190	46	37		Rb	-79044
41	39		Y	-61190并	45	38		Sr	-76788
50	31	81	Ga	-57990	44	39		Y	-72380
49	32		Ge	-66310	43	40		Zr	-66360
48	33		As	-72535	51	33	84	As	-66080并
47	34		Se	-76391.8	50	34		Se	-75952

续表

<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)	<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)
49	35		Br	-77778	50	37		Rb	-84592.3
48	36		Kr	-82431	49	38		Sr	-84874.6
47	37		Rb	-79746	48	39		Y	-83013.6
46	38		Sr	-80640	47	40		Zr	-79348
45	39		Y	-74230	46	41		Nb	-74180
44	40		Zr	-71430#	45	42		Mo	-67440
52	33	85	As	-63510#	53	35	88	Br	-70720
51	34		Se	-72420	52	36		Kr	-79687
50	35		Br	-78607	51	37		Rb	-82600
49	36		Kr	-81477	50	38		Sr	-87916.2
48	37		Rb	-82164.4	49	39		Y	-84294
47	38		Sr	-81099	48	40		Zr	-83626
46	39		Y	-77839	47	41		Nb	-76430#
45	40		Zr	-73150	46	42		Mo	-72830#
44	41		Nb	-66740#	54	35	89	Br	-68420#
52	34	86	Se	-70540	53	36		Kr	-76720
51	35		Br	-75640	52	37		Rb	-81713
50	36		Kr	-83262	51	38		Sr	-86210
49	37		Rb	-82743.4	50	39		Y	-87702.2
48	38		Sr	-81517.7	49	40		Zr	-84869
47	39		Y	-79278	48	41		Nb	-80622
46	40		Zr	-77980#	47	42		Mo	-75004
45	41		Nb	-69580#	46	43		Tc	-68000#
53	34	87	Se	-66710#	55	35	90	Br	-64260#
52	35		Br	-73880	54	36		Kr	-74960
51	36		Kr	-80706	53	37		Rb	-79353

续表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
52	38		Sr	-85942	55	38		Sr	-80121
51	39		Y	-86488.1	54	39		Y	-84235
50	40		Zr	-88769.7	53	40		Zr	-87119.3
49	41		Nb	-82659	52	41		Nb	-87209.8
48	42		Mo	-80172	51	42		Mo	-86804
47	43		Tc	-70970并	50	43		Tc	-83606
					49	44		Ru	-77270
55	36	91	Kr	-71370	48	45		Rh	-69110并
54	37		Rb	-77794					
53	38		Sr	-83661	57	37	94	Rb	-68529
52	39		Y	-86317	56	38		Sr	-78836
51	40		Zr	-87892.8	55	39		Y	-82348
50	41		Nb	-86638	54	40		Zr	-87267.9
49	42		Mo	-82200	53	41		Nb	-86367.9
48	43		Tc	-75980	52	42		Mo	-88413.2
47	44		Ru	-68400并	51	43		Tc	-84157
					50	44		Ru	-82567
56	36	92	Kr	-68680	49	45		Rh	-72970并
55	37		Rb	-74836					
54	38		Sr	-82956	58	37	95	Rb	-65808
53	39		Y	-84814	57	38		Sr	-75090
52	40		Zr	-88456.6	56	39		Y	-81214
51	41		Nb	-86450.7	55	40		Zr	-85659.3
50	42		Mo	-86808	54	41		Nb	-86783.6
49	43		Tc	-78938	53	42		Mo	-87709.2
48	44		Ru	-74410并	52	43		Tc	-86018
					51	44		Ru	-83449
57	36	93	Kr	-64150	50	45		Rh	-78310
56	37		Rb	-72679	49	46		Pd	-70150并

续表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
59	37	96	Rb	-61140	55	43		Tc	-86429
58	38		Sr	-72890	54	44		Ru	-88225
57	39		Y	-73300	53	45		Rh	-83168
56	40		Zr	-85442	52	46		Pd	-81299
55	41		Nb	-85605	51	47		Ag	-73070并
54	42		Mo	-88792.1					
53	43		Tc	-85819	62	37	99	Rb	-50860
52	44		Ru	-86071	61	38		Sr	-62180
51	45		Rh	-79630	60	39		Y	-70130
50	46		Pd	-76370并	59	40		Zr	-77740
					58	41		Nb	-82327
60	37	97	Rb	-58280	57	42		Mo	-85967.4
59	38		Sr	-68800	56	43		Tc	-87324.4
58	39		Y	-76270	55	44		Ru	-87618.0
57	40		Zr	-82950	54	45		Rh	-85519
56	41		Nb	-85608.3	53	46		Pd	-82192
55	42		Mo	-87542.1	52	47		Ag	-76760
54	43		Tc	-87222	51	48		Cd	-69990并
53	44		Ru	-86111					
52	45		Rh	-82600	62	38	100	Sr	-60020并
51	46		Pd	-77800	61	39		Y	-66720并
50	47		Ag	-70900并	60	40		Zr	-76620
					59	41		Nb	-79950
61	37	98	Rb	-54060	58	42		Mo	-86186
60	38		Sr	-66490	57	43		Tc	-86017.4
59	39		Y	-72370	56	44		Ru	-89219.9
58	40		Zr	-81288	55	45		Rh	-85590
57	41		Nb	-83528	54	46		Pd	-85207
56	42		Mo	-88113.2	53	47		Ag	-78120

续表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
52	48		Cd	-74310#	60	43		Tc	-84606
62	39	101	Y	-64380#	59	44		Ru	-87260.6
61	40		Zr	-73100	58	45		Rh	-88027
60	41		Nb	-78880	57	46		Pd	-87455
59	42		Mo	-83513	56	47		Ag	-84780
58	43		Tc	-86325	55	48		Cd	-80620
57	44		Ru	-87950.6	54	49		In	-74420#
56	45		Rh	-87413	53	50		Sn	-66920#
55	46		Pd	-85431	63	41	104	Nb	-71780#
54	47		Ag	-81220	62	42		Mo	-80480#
53	48		Cd	-75690	61	43		Tc	-82480
52	49		In	-68410#	60	44		Ru	-88098
62	40	102	Zr	-71760#	59	45		Rh	-86954
61	41		Nb	-76350	58	46		Pd	-89397
60	42		Mo	-83559	57	47		Ag	-85118
59	43		Tc	-81573	56	48		Cd	-83974
58	44		Ru	-89099.5	55	49		In	-75970#
57	45		Rh	-86803	54	50		Sn	-71470#
56	46		Pd	-87902	53	51		Sb	-59270#
55	47		Ag	-82020	64	41	105	Nb	-70140#
54	48		Cd	-79700#	63	42		Mo	-77140#
53	49		In	-70420#	62	43		Tc	-82140#
52	50		Sn	-64800#	61	44		Ru	-85937
63	40	103	Zr	-67610#	60	45		Rh	-87853
62	41		Nb	-75110#	59	46		Pd	-88419
61	42		Mo	-80610#	58	47		Ag	-87076
					57	48		Cd	-84339

续表

<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)	<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)
56	49		In	-79589	64	44		Ru	-83700
55	50		Sn	-73270	63	45		Rh	-85090
54	51		Sb	-64090#	62	46		Pd	-89522
					61	47		Ag	-87605
64	42	106	Mo	-76430#	60	48		Cd	-89260
63	43		Tc	-79630#	59	49		In	-84135
62	44		Ru	-86330	58	50		Sn	-82090
61	45		Rh	-86370	57	51		Sb	-72530#
60	46		Pd	-89910	56	52		Te	-65620#
59	47		Ag	-86944	55	53		I	-52550#
58	48		Cd	-87132					
57	49		In	-80590	66	43	109	Tc	-74910#
56	50		Sn	-77290#	65	44		Ru	-80810#
55	51		Sb	-66490#	64	45		Rh	-85014
54	52		Te	-58050#	63	46		Pd	-87604
					62	47		Ag	-88720
65	42	107	Mo	-72510#	61	48		Cd	-88536
64	43		Tc	-78960#	60	49		In	-86505
63	44		Ru	-83710	59	50		Sn	-82630
62	45		Rh	-86862	58	51		Sb	-76250
61	46		Pd	-88374	57	52		Te	-67650
60	47		Ag	-88407	56	53		I	-57760#
59	48		Cd	-86990					
58	49		In	-83570	66	44	110	Ru	-80340#
57	50		Sn	-78370#	65	45		Rh	-82940
56	51		Sb	-70670#	64	46		Pd	-88337
55	52		Te	-60510#	63	47		Ag	-87458
					62	48		Cd	-90351
65	43	108	Tc	-75990#	61	49		In	-86410

续表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
60	50		Sn	-85830	68	45	113	Rh	-73840#
59	51		Sb	-77530#	67	46		Pd	-83680
58	52		Te	-72140#	66	47		Ag	-87041
57	53		I	-60490#	65	48		Cd	-89051.1
56	54		Xe	-51750#	64	49		In	-89367
					63	50		Sn	-88328
67	44	111	Ru	-76920#	62	51		Sb	-84421
66	45		Rh	-82320#	61	52		Te	-78320#
65	46		Pd	-86020	60	53		I	-71120
64	47		Ag	-88218	59	54		Xe	-62130
63	48		Cd	-89255	58	55		Cs	-51610#
62	49		In	-88391					
61	50		Sn	-85939	68	46	114	Pd	-83540
60	51		Sb	-80840#	67	47		Ag	-84990
59	52		Te	-73470	66	48		Cd	-90022.9
58	53		I	-64970#	65	49		In	-88570
57	54		Xe	-54380#	64	50		Sn	-90557
					63	51		Sb	-84670
67	45	112	Rh	-79730#	62	52		Te	-81760#
66	46		Pd	-86329	61	53		I	-72860#
65	47		Ag	-86623	60	54		Xe	-66910#
64	48		Cd	-90582.3	59	55		Cs	-54710#
63	49		In	-87994					
62	50		Sn	-88654	69	46	115	Pd	-80490#
61	51		Sb	-81589	68	47		Ag	-84950
60	52		Te	-77300	67	48		Cd	-88092.4
59	53		I	-67120#	66	49		In	-89534
58	54		Xe	-59880#	65	50		Sn	-90032
					64	51		Sb	-87002

续表

<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)	<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)
63	52		Te	-82250	69	49		In	-87450
62	53		I	-76300并	68	50		Sn	-91651.6
61	54		Xe	-68670并	67	51		Sb	-87995
60	55		Cs	-59550并	66	52		Te	-87647
					65	53		I	-81250并
70	46	116	Pd	-80110	64	54		Xe	-78050并
69	47		Ag	-82720	63	55		Cs	-68240
68	48		Cd	-86721	62	56		Ba	-61950并
67	49		In	-88247					
66	50		Sn	-91523	72	47	119	Ag	-78590
65	51		Sb	-86816	71	48		Cd	-83940
64	52		Te	-85280	70	49		In	-87730
63	53		I	-77520	69	50		Sn	-90065.7
62	54		Xe	-73020并	68	51		Sb	-89472
61	55		Cs	-62300	67	52		Te	-87178
					66	53		I	-83810
70	47	117	Ag	-82250	65	54		Xe	-78820
69	48		Cd	-86417	64	55		Cs	-72200
68	49		In	-88943	63	56		Ba	-63960并
67	50		Sn	-90396.4					
66	51		Sb	-88641	73	47	120	Ag	-75770
65	52		Te	-85110	72	48		Cd	-83973
64	53		I	-80610并	71	49		In	-85800
63	54		Xe	-74290并	70	50		Sn	-91101.7
62	55		Cs	-66230	69	51		Sb	-88421
61	56		Ba	-56930并	68	52		Te	-89380
					67	53		I	-83980
71	47	118	Ag	-79580	66	54		Xe	-82030
70	48		Cd	-86710	65	55		Cs	-73770

续表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
64	56		Ba	-68470#	69	54		Xe	-85261
74	47	121	Ag	-74550	68	55		Cs	-81050
73	48		Cd	-80950	67	56		Ba	-75260#
72	49		In	-85840	75	49	124	In	-81060
71	50		Sn	-89201.8	74	50		Sn	-88237.1
70	51		Sb	-89590.7	73	51		Sb	-87619.0
69	52		Te	-88542	72	52		Te	-90525.2
68	53		I	-86263	71	53		I	-87368
67	54		Xe	-82490	70	54		Xe	-87659.6
66	55		Cs	-77090	69	55		Cs	-81720
65	56		Ba	-70140#	68	56		Ba	-78820#
74	48	122	Cd	-80580#	76	49	125	In	-80420
73	49		In	-83580	75	50		Sn	-85898.2
72	50		Sn	-89945.4	74	51		Sb	-88258
71	51		Sb	-88325.9	73	52		Te	-89025.0
70	52		Te	-90309	72	53		I	-88846.8
69	53		I	-86075	71	54		Xe	-87191.5
68	54		Xe	-85540	70	55		Cs	-84092
67	55		Cs	-78160	69	56		Ba	-79510
66	56		Ba	-74360#	77	49	126	In	-77810
75	48	123	Cd	-77320#	76	50		Sn	-86021
74	49		In	-83420	75	51		Sb	-86400
73	50		Sn	-87820.2	74	52		Te	-90067.3
72	51		Sb	-89222.9	73	53		I	-87912
71	52		Te	-89171.7	72	54		Xe	-89162
70	53		I	-87939	71	55		Cs	-84334

续表

<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)	<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)
70	56		Ba	-82660#	73	56		Ba	-85100
					72	57		La	-81380
78	49	127	In	-77010					
77	50		Sn	-83504	81	49	130	In	-69990#
76	51		Sb	-86705	80	50		Sn	-80190
75	52		Te	-88286	79	51		Sb	-82360
74	53		I	-88984	78	52		Te	-87348
73	54		Xe	-88323	77	53		I	-86897
72	55		Cs	-86231	76	54		Xe	-898 1.1
71	56		Ba	-82780	75	55		Cs	-86859
70	57		La	-77980#	74	56		Ba	-87299
					73	57		La	-81600#
79	49	128	In	-74000	72	58		Ce	-79400#
78	50		Sn	-83310					
77	51		Sb	-84600	82	49	131	In	-68550
76	52		Te	-88993	81	50		Sn	-77370
75	53		I	-87738	80	51		Sb	-82020
74	54		Xe	-89860.8	79	52		Te	-85206
73	55		Cs	-85926	78	53		I	-87455
72	56		Ba	-85478	77	54		Xe	-88126
71	57		La	-78880	76	55		Cs	-88079
					75	56		Ba	-86721
80	49	129	In	-73030	74	57		La	-83780
79	50		Sn	-80630	73	58		Ce	-79860#
78	51		Sb	-84631					
77	52		Te	-87008	82	50	132	Sn	-76610
76	53		I	-88506	81	51		Sb	-79730
75	54		Xe	-88697.4	80	52		Te	-85217
74	55		Cs	-87536	79	53		I	-85710

<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)	<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)
78	54		Xe	-89290	84	51	135	Sb	-70310并
77	55		Cs	-87160	83	52		Te	-77850
76	56		Ba	-88453	82	53		I	-83813
75	57		La	-83740	81	54		Xe	-86509
74	58		Ce	-82440并	80	55		Cs	-87668
73	59		Pr	-75340并	79	56		Ba	-87873
					78	57		La	-86673
83	50	133	Sn	-69990并	77	58		Ce	-84657
82	51		Sb	-79040	76	59		Pr	-80910
81	52		Te	-82990	75	60		Nd	-76210并
80	53		I	-85910					
79	54		Xe	-87665	84	52	136	Te	-74410
78	55		Cs	-88093	83	53		I	-79510
77	56		Ba	-87572	82	54		Xe	-86431
76	57		La	-85570并	81	55		Cs	-86361
75	58		Ce	-82570并	80	56		Ba	-88909
74	59		Pr	-78070并	79	57		La	-86040
					78	58		Ce	-86500
83	51	134	Sb	-74000	77	59		Pr	-81380
82	52		Te	-82410	76	60		Nd	-79170
81	53		I	-83970	75	61		Pm	-71280并
80	54		Xe	-88125					
79	55		Cs	-86913	85	52	137	Te	-69480并
78	56		Ba	-83972	84	53		I	-76500
77	57		La	-85270	83	54		Xe	-82385
76	58		Ce	-84870并	82	55		Cs	-86561
75	59		Pr	-78770并	81	56		Ba	-87736
74	60		Nd	-75570并	80	57		La	-87130
					79	58		Ce	-85910

续表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
78	59		Pr	-83200	83	57		La	-84328
77	60		Nd	-79400	82	58		Ce	-88089
76	61		Pm	-74100#	81	59		Pr	-84701
					80	60		Nd	-84481
85	53	138	I	-72310	79	61		Pm	-78410
84	54		Xe	-80130	78	62		Sm	-75410#
83	55		Cs	-82900	77	63		Eu	-67210#
82	56		Ba	-88276					
81	57		La	-86531	87	54	141	Xe	-68360
80	58		Ce	-87575	86	55		Cs	-74515
79	59		Pr	-83138	85	56		Ba	-79771
78	60		Nd	-82140#	84	57		La	-83000
77	61		Pm	-75140#	83	58		Ce	-85446
76	62		Sm	-71340#	82	59		Pr	-86027
					81	60		Nd	-84213
86	53	139	I	-68880	80	61		Pm	-80480
85	54		Xe	-75700	79	62		Sm	-75942
84	55		Cs	-80715	78	63		Eu	-69980
83	56		Ba	-84928					
82	57		La	-87238	88	54	142	Xe	-65550
81	58		Ce	-86973	87	55		Cs	-70590
80	59		Pr	-84844	86	56		Ba	-77910
79	60		Nd	-82040	85	57		La	-80025
78	61		Pm	-77520	84	58		Ce	-84542
77	62		Sm	-72090	83	59		Pr	-83799
					82	60		Nd	-85959
86	54	140	Xe	-73020	81	61		Pm	-81070
85	55		Cs	-77076	80	62		Sm	-78986
84	56		Ba	-83294	79	63		Eu	-71590

续表

<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)	<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)
78	64		Gd	-67190#	86	59		Pr	-79636
88	55	143	Cs	-67790	85	60		Nd	-81441
87	56		Ba	-74070	84	61		Pm	-81280
86	57		La	-78320	83	62		Sm	-80660
85	58		Ce	-81615	82	63		Eu	-77998
84	59		Pr	-83077	81	64		Gd	-72950
83	60		Nd	-84012	80	65		Tb	-66200#
82	61		Pm	-82969	91	55	146	Cs	-55690
81	62		Sm	-79526	90	56		Ba	-65100
80	63		Eu	-74380	89	57		La	-69370
79	64		Gd	-68480#	88	58		Ce	-75760
89	55	144	Cs	-63410	87	59		Pr	-76780
88	56		Ba	-71870	86	60		Nd	-80935
87	57		La	-74850	85	61		Pm	-79450
86	58		Ce	-80442	84	62		Sm	-80992
85	59		Pr	-80760	83	63		Eu	-77114
84	60		Nd	-83757	82	61		Gd	-76100
83	61		Pm	-81424	81	65		Tb	-67860
82	62		Sm	-81974	80	66		Dy	-62860#
81	63		Eu	-75615	92	55	147	Cs	-52380
80	64		Gd	-71940#	91	56		Ba	-61260#
79	65		Tb	-62940#	90	57		La	-66970#
90	55	145	Cs	-60240	89	58		Ce	-72160
89	56		Ba	-68040	88	59		Pr	-75470
88	57		La	-72990	87	60		Nd	-78156
87	58		Ce	-77100	86	61		Pm	-79052
					85	62		Sm	-79276

续表

<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)	<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)
84	63		Eu	-77555	83	66		Dy	-67890 并
83	64		Gd	-75505	82	67		Ho	-61850 并
82	65		Tb	-70960					
81	66		Dy	-64570	93	57	150	La	-57890 并
					92	58		Ce	-65510 并
93	55	148	Cs	-47590	91	59		Pr	-68590 并
92	56		Ba	-58510 并	90	60		Nd	-73694
91	57		La	-63910 并	89	61		Pm	-73607
90	58		Ce	-70410	88	62		Sm	-77061
89	59		Pr	-72460	87	63		Eu	-74798
88	60		Nd	-77418	86	64		Gd	-75766
87	61		Pm	-76874	85	65		Tb	-71102
86	62		Sm	-79346	84	66		Dy	-69325
85	63		Eu	-76266	83	67		Ho	-62220 并
84	64		Gd	-76278	82	68		Er	-58020 并
83	65		Tb	-70670					
82	66		Dy	-67980	93	58	151	Ce	-62260 并
81	67		Ho	-58370 并	92	59		Pr	-67160 并
					91	60		Nd	-70957
93	56	149	Ba	-53390 并	90	61		Pm	-73400
92	57		La	-61190 并	89	62		Sm	-74587
91	58		Ce	-67290 并	88	63		Eu	-74663
90	59		Pr	-70988	87	64		Gd	-74198
89	60		Nd	-74385	86	65		Tb	-71632
88	61		Pm	-76074	85	66		Dy	-68902
87	62		Sm	-77147	84	67		Ho	-63803
86	63		Eu	-76452	83	68		Er	-58500 并
85	64		Gd	-75131	82	69		Tm	-51000 并
84	65		Tb	-71495					

续表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
93	59	152	Pr	-64560 幺	91	63		Eu	-71749
92	60		Nd	-70160	90	64		Gd	-73718
91	61		Pm	-71270	89	65		Tb	-70160
90	62		Sm	-74773	88	66		Dy	-70395
89	63		Eu	-72897	87	67		Ho	-64637
88	64		Gd	-74719	86	68		Er	-62623
87	65		Tb	-70869	85	69		Tm	-54630 幺
86	66		Dy	-70127	84	70		Yb	-50120 幺
85	67		Ho	-63740	83	71		Lu	-39630 幺
84	68		Er	-60620	82	72		Hf	-32820 幺
83	69		Tm	-51740 幺					
82	70		Yb	-46320 幺	94	61	155	Pm	-67100 幺
					93	62		Sm	-70202
93	60	153	Nd	-67370 幺	92	63		Eu	-71829
92	61		Pm	-70669	91	64		Gd	-72082
91	62		Sm	-72569	90	65		Tb	-71260
90	63		Eu	-73379	89	66		Dy	-69166
89	64		Gd	-72895	88	67		Ho	-66064
88	65		Tb	-71316	87	68		Er	-62360
87	66		Dy	-69146	86	69		Tm	-56810
86	67		Ho	-65023	85	70		Yb	-50740 幺
85	68		Er	-60670 幺	84	71		Lu	-42770 幺
84	69		Tm	-54180 幺	83	72		Hf	-34440 幺
83	70		Yb	-47270 幺					
82	71		Lu	-38380 幺	95	61	156	Pm	-64480 幺
					94	62		Sm	-69380
94	60	151	Nd	-65770 幺	93	63		Eu	-70094
93	61		Pm	-68470	92	64		Gd	-72547
92	62		Sm	-72466	91	65		Tb	-70103

续表

<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)	<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)
90	66		Dy	-70536	89	69		Tm	-58700#
89	67		Ho	-65540#	88	70		Yb	-56023
88	68		Er	-64000#	87	71		Lu	-47210
87	69		Tm	-56970	86	72		Hf	-42300#
86	70		Yb	-53380	85	73		Ta	-31000#
85	71		Lu	-43720#	84	74		W	-23780#
84	72		Hf	-37860#					
83	73		Ta	-25920#	96	63	159	Eu	-66059
					95	64		Gd	-68573
95	62	157	Sm	-66870	94	65		Tb	-69544
94	63		Eu	-69473	93	66		Dy	-69178
93	64		Gd	-70835	92	67		Ho	-67342
92	65		Tb	-70773	91	68		Er	-64573
91	66		Dy	-69434	90	69		Tm	-60570#
90	67		Ho	-66890	89	70		Yb	-55930#
89	68		Er	-63420	88	71		Lu	-49850
88	69		Tm	-58790#	87	72		Hf	-43090#
87	70		Yb	-53620#	86	73		Ta	-34600#
86	71		Lu	-46630#	85	74		W	-25550#
85	72		Hf	-38960#					
84	73		Ta	-29580#	97	63	160	Eu	-63450#
					96	64		Gd	-67954
96	62	158	Sm	-65200#	95	65		Tb	-67848
95	63		Eu	-67250	94	66		Dy	-69683
94	64		Gd	-70702	93	67		Ho	-66397
93	65		Tb	-69480	92	68		Er	-66063
92	66		Dy	-70419	91	69		Tm	-60460#
91	67		Ho	-66200	90	70		Yb	-58060#
90	68		Er	-65200#	89	71		Lu	-50260#

续表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
88	72		Hf	-46060	98	65	163	Tb	-64690
87	73		Ta	-35740并	97	66		Dy	-66390
86	74		W	-29360并	96	67		Ho	-66387
					95	68		Er	-65177
97	64	161	Gd	-65518	94	69		Tm	-62738
96	65		Tb	-67473	93	70		Yb	-59370
95	66		Dy	-68065	92	71		Lu	-54740并
94	67		Ho	-67208	91	72		Hf	-49390并
93	68		Er	-65209	90	73		Ta	-42690并
92	69		Tm	-62010并	89	74		W	-35150并
91	70		Yb	-57810并	88	75		Re	-26110并
90	71		Lu	-52510并	87	76		Os	-16150并
89	72		Hf	-46480并					
88	73		Ta	-38920并	99	66	164	Tb	-62120
87	74		W	-30610并	98	66		Dy	-65977
86	75		Re	-20710并	97	67		Ho	-64939
					96	68		Er	-65952
98	64	162	Gd	-64260	95	69		Tm	-61990
97	65		Tb	-65660	94	70		Yb	-60990并
96	66		Dy	-68190	93	71		Lu	-54690并
95	67		Ho	-66051	92	72		Hf	-51790并
94	68		Er	-66347	91	73		Ta	-43440并
93	69		Tm	-61560	90	74		W	-38360
92	70		Yb	-59750并	89	75		Re	-27390并
91	71		Lu	-52660并	88	76		Os	-20460并
90	72		Hf	-49179					
89	73		Ta	-39910并	99	66	165	Dy	-63622
88	74		W	-34200并	98	67		Ho	-64908
87	75		Re	-22300并	97	68		Er	-64531

续表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
96	69		Tm	-62939	94	73		Ta	-48370#
95	70		Yb	-60176	93	74		W	-42370#
94	71		Lu	-56380#	92	75		Re	-34850#
93	72		Hf	-51650#	91	76		Os	-26740#
92	73		Ta	-45880#	90	77		Ir	-17140#
91	74		W	-39020#					
90	75		Re	-30840#	101	67	168	Ho	-60280
89	76		Os	-21870#	100	68		Er	-62999
					99	69		Tm	-61321
100	66	166	Dy	-62594	98	70		Yb	-61578
99	67		Ho	-63081	97	71		Lu	-57110
98	68		Er	-64935	96	72		Hf	-55210#
97	69		Tm	-61888	95	73		Ta	-48610#
96	70		Yb	-61595	94	74		W	-44910#
95	71		Lu	-56120	93	75		Re	-35820#
94	72		Hf	-53790#	92	76		Os	-30110
93	73		Ta	-46310#	91	77		Ir	-18560#
92	74		W	-41899	90	78		Pt	-11150#
91	75		Re	-31910#					
90	76		Os	-25640#	102	67	169	Ho	-58806
89	77		Ir	-13170#	101	68		Er	-60931
					100	69		Tm	-61282
101	66	167	Dy	-59940	99	70		Yb	-60374
100	67		Ho	-62292	98	71		Lu	-58081
99	68		Er	-63299	97	72		Hf	-54730
98	69		Tm	-62552	96	73		Ta	-50280#
97	70		Yb	-60598	95	74		W	-45020#
96	71		Lu	-57470	94	75		Re	-38450#
95	72		Hf	-53470#	93	76		Os	-30880#

续表

<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)	<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)
92	77		Ir	-22140#	103	69		Tm	-57383
91	78		Pt	-12600#	102	70		Yb	-59264
103	67	170	Ho	-56250	101	71		Lu	-56743
102	68		Er	-60118	100	72		Hf	-56390
101	69		Tm	-59804	99	73		Ta	-51470
100	70		Yb	-60772	98	74		W	-48960#
99	71		Lu	-57332	97	75		Re	-41680#
98	72		Hf	-56130#	96	76		Os	-37260#
97	73		Ta	-50330#	95	77		Ir	-27430#
96	74		W	-47240#	94	78		Pt	-21220
95	75		Re	-39090#	105	68	173	Er	-53770
94	76		Os	-33934	104	69		Tm	-56267
93	77		Ir	-23320#	103	70		Yb	-57560
92	78		Pt	-16510#	102	71		Lu	-56887
103	68	171	Er	-57728	101	72		Hf	-55290#
102	69		Tm	-59219	100	73		Ta	-52490#
101	70		Yb	-59315	99	74		W	-48710#
100	71		Lu	-57836	98	75		Re	-43560#
99	72		Hf	-55440#	97	76		Os	-37540#
98	73		Ta	-51540#	96	77		Ir	-30220#
97	74		W	-47240#	95	78		Pt	-22100#
96	75		Re	-41340#	94	79		Au	-12840#
95	76		Os	-34570#	105	69	174	Tm	-53860
94	77		Ir	-26360#	104	70		Yb	-56953
93	78		Pt	-17710#	103	71		Lu	-55577
104	68	172	Er	-56493	102	72		Hf	-55849
					101	73		Ta	-51850#

续表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
100	74		W	-50150#	98	78		Pt	-28940#
99	75		Re	-43610#	97	79		Au	-18570#
98	76		Os	-39950#	96	80		Hg	-11890
97	77		Ir	-31060#					
96	78		Pt	-25326	107	70	177	Yb	-50997
95	79		Au	-14210#	106	71		Lu	-52395.4
					105	72		Hf	-52893.2
106	69	175	Tm	-52300	104	73		Ta	-51735
105	70		Yb	-54704	103	74		W	-49730#
104	71		Lu	-55173	102	75		Re	-46230#
103	72		Hf	-54486	101	76		Os	-41930#
102	73		Ta	-52490#	100	77		Ir	-36000#
101	74		W	-49590#	99	78		Pt	-29470#
100	75		Re	-45240#	98	79		Au	-21500#
99	76		Os	-40070#	97	80		Hg	-12940#
98	77		Ir	-33400#					
97	78		Pt	-25960#	108	70	178	Yb	-49706
96	79		Au	-17340#	107	71		Lu	-50336
95	80		Hg	-8270#	106	72		Hf	-52447.4
					105	73		Ta	-50540
107	69	176	Tm	-49600#	104	74		W	-50450
106	70		Yb	-53502	103	75		Re	-45790
105	71		Lu	-53394.6	102	76		Os	-43550#
104	72		Hf	-54581	101	77		Ir	-36290#
103	73		Ta	-51480	100	78		Pt	-31950#
102	74		W	-50680#	99	79		Au	-22580#
101	75		Re	-45180#	98	80		Hg	-16323
100	76		Os	-42030#					
99	77		Ir	-34020#	108	71	179	Lu	-49130

续表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
107	72		Hf	-50476.0	103	78		Pt	-34380#
106	73		Ta	-50366	102	79		Au	-27830#
105	74		W	-49307	101	80		Hg	-20760#
104	75		Re	-46620	100	81		Tl	-12320#
103	76		Os	-43010#					
102	77		Ir	-38020#	110	72	182	Hf	-46063
101	78		Pt	-32350#	109	73		Ta	-46437
100	79		Au	-24990#	108	74		W	-48250
99	80		Hg	-17110#	107	75		Re	-45450
98	81		Tl	-7920#	106	76		Os	-44600
					105	77		Ir	-39150#
109	71	180	Lu	-46690	104	78		Pt	-36180
108	72		Hf	-49792.8	103	79		Au	-28330#
107	73		Ta	-48940	102	80		Hg	-23520#
106	74		W	-49648	101	81		Tl	-13550#
105	75		Re	-45850					
104	76		Os	-44350#	111	72	183	Hf	-43290
103	77		Ir	-37950#	110	73		Ta	-45299
102	78		Pt	-34350#	109	74		W	-46370
101	79		Au	-25800#	108	75		Re	-45814
100	80		Hg	-20260#	107	76		Os	-43510#
99	81		Tl	-9350#	106	77		Ir	-40320#
					105	78		Pt	-35740#
109	72	181	Hf	-47417.1	104	79		Au	-30130#
108	73		Ta	-48445	103	80		Hg	-23890#
107	74		W	-48259	102	81		Tl	-16170#
106	75		Re	-46560#	101	82		Pb	-7730#
105	76		Os	-43530#					
104	77		Ir	-39460#	112	72	184	Hf	-41500

续表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
111	73		Ta	-42844	106	80		Hg	-28550#
110	74		W	-45710	105	81		Tl	-20020#
109	75		Re	-44218	104	82		Pb	-14630#
108	76		Os	-44257					
107	77		Ir	-39540	113	74	187	W	-39912
106	78		Pt	-37330#	112	75		Re	-41224
105	79		Au	-30240#	111	76		Os	-41227
104	80		Hg	-26260#	110	77		Ir	-39730#
103	81		Tl	-17070#	109	78		Pt	-36830#
102	82		Pb	-11060#	108	79		Au	-33110#
					107	80		Hg	-28170#
112	73	185	Ta	-41403	106	81		Tl	-22130#
111	74		W	-43393	105	82		Pb	-15060#
110	75		Re	-43326					
109	76		Os	-42811	114	74	188	W	-38676
108	77		Ir	-40310#	113	75		Re	-39025
107	78		Pt	-36610#	112	76		Os	-41145
106	79		Au	-31850#	111	77		Ir	-38350
105	80		Hg	-26170#	110	78		Pt	-37832
104	81		Tl	-19400#	109	79		Au	-32530#
103	82		Pb	-11650#	108	80		Hg	-30200#
					107	81		Tl	-22470#
113	73	186	Ta	-38620	106	82		Pb	-17720#
112	74		W	-42517	105	83		Bi	-7380#
111	75		Re	-41933					
110	76		Os	-43007	115	74	189	W	-35490
109	77		Ir	-39176	114	75		Re	-37987
108	78		Pt	-37850	113	76		Os	-38995
107	79		Au	-31580#	112	77		Ir	-38460

续表

<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)	<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)
111	78		Pt	-36499	116	76		Os	-35893
110	79		Au	-33800并	115	77		Ir	-34857
109	80		Hg	-29600并	114	78		Pt	-36311
108	81		Tl	-24400并	113	79		Au	-32796
107	82		Pb	-17900并	112	80		Hg	-32000并
106	83		Bi	-9710并	111	81		Tl	-25970并
					110	82		Pb	-22550并
116	74	190	W	-34270	109	83		Bi	-13600并
115	75		Re	-35540	108	84		Po	-7980并
114	76		Os	-38717					
113	77		Ir	-36720	117	76	193	Os	-33406
112	78		Pt	-37338	116	77		Ir	-34543
111	79		Au	-32896	115	78		Pt	-34487
110	80		Hg	-31300并	114	79		Au	-33490并
109	81		Tl	-24700并	113	80		Hg	-31150并
108	82		Pb	-20430并	112	81		Tl	-27460
107	83		Bi	-10730并	111	82		Pb	-22250并
					110	83		Bi	-15660并
116	75	191	Re	-34361	109	84		Po	-8370并
115	76		Os	-36403					
114	77		Ir	-36716	118	76	194	Os	-32441
113	78		Pt	-35710	117	77		Ir	-32538
112	79		Au	-33880	116	78		Pt	-34787
111	80		Hg	-30540	115	79		Au	-32278
110	81		Tl	-26240并	114	80		Hg	-32238
109	82		Pb	-20340并	113	81		Tl	-27090并
108	83		Bi	-12940并	112	82		Pb	-24240并
					111	83		Bi	-16260并
117	75	192	Re	-31790并	110	84		Po	-11010并

续表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
109	85		At	-810#	115	82		Pb	-24820#
					114	83		Bi	-19670
119	76	195	Os	-29700	113	84		Po	-13410#
118	77		Ir	-31702	112	85		At	-6140#
117	78		Pt	-32821					
116	79		Au	-32591	121	77	198	Ir	-25930#
115	80		Hg	-31070	120	78		Pt	-29930
114	81		Tl	-28290	119	79		Au	-29606
113	82		Pb	-23770#	118	80		Hg	-30979
112	83		Bi	-17980#	117	81		Tl	-27520
111	84		Po	-11170#	116	82		Pb	-26120#
110	85		At	-3110#	115	83		Bi	-19570
					114	84		Po	-15500#
120	76	196	Os	-28300	113	85		At	-6940#
119	77		Ir	-29460					
118	78		Pt	-32671	121	78	199	Pt	-27430
117	79		Au	-31165	120	79		Au	-29119
116	80		Hg	-31851	119	80		Hg	-29571
115	81		Tl	-27520#	118	81		Tl	-28070
114	82		Pb	-25450#	117	82		Pb	-25270
113	83		Bi	-17990	116	83		Bi	-20940
112	84		Po	-13470#	115	84		Po	-15270#
111	85		At	-3970#	114	85		At	-8770#
					113	86		Rn	-1610#
120	77	197	Ir	-28290					
119	78		Pt	-30446	122	78	200	Pt	-26625
118	79		Au	-31165	121	79		Au	-27320
117	80		Hg	-30565	120	80		Hg	-29529
116	81		Tl	-28420	119	81		Tl	-27075

续表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
118	82		Pb	-26270#	122	81		Tl	-25784
117	83		Bi	-26410	121	82		Pb	-24811
116	84		Po	-17040#	120	83		Bi	-21590
115	85		At	-8970	119	84		Po	-17350
114	86		Rn	-4000#	118	85		At	-12310
					117	86		Rn	-6220#
					116	87		Fr	930#
123	78	201	Pt	-23750					
122	79		Au	-26413	125	79	204	Au	-20220
121	80		Hg	-27687	124	80		Hg	-24716
120	81		Tl	-27205	123	81		Tl	-24369
119	82		Pb	-25300	122	82		Pb	-25132
118	83		Bi	-21490	121	83		Bi	-20740
117	84		Po	-16590#	120	84		Po	-18360#
116	85		At	-10770	119	85		At	-11920
115	86		Rn	-4120#	118	86		Rn	-8070#
114	87		Fr	3830#	117	87		Fr	630
					116	88		Ra	6020#
123	79	202	Au	-24370#					
122	80		Hg	-27370	125	80	205	Hg	-22312
121	81		Tl	-26003	124	81		Tl	-23846
120	82		Pb	-25957	123	82		Pb	-23792
119	83		Bi	-20810	122	83		Bi	-21085
118	84		Po	-17990#	121	84		Po	-17560
117	85		At	-10790	120	85		At	-13050
116	86		Rn	-6310#	119	86		Rn	-7780#
115	87		Fr	3080#	118	87		Fr	-1290
					117	88		Ra	5800#
124	79	203	At	-23153					
123	80		Hg	-25292					

续表

<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)	<i>N</i>	<i>Z</i>	<i>A</i>	元素	质量过剩 (keV)
126	80	206	Hg	-20969	128	81	209	Tl	-13662
125	81		Tl	-22278	127	82		Pb	-17638
124	82		Pb	-23809	126	83		Bi	-18282
123	83		Bi	-20048	125	84		Po	-16391
122	84		Po	-18206	124	85		At	-12902
121	85		At	-12500	123	86		Rn	-8970
120	86		Rn	-9180并	122	87		Fr	-3840
119	87		Fr	-1440	121	88		Ra	1790并
118	88		Ra	3540并	120	89		Ac	8870
127	80	207	Hg	-16270	129	81	210	Tl	-9263
126	81		Tl	-21048	128	82		Pb	-14752
125	82		Pb	-22476	127	83		Bi	-14815
124	83		Bi	-20078	126	84		Po	-15977
123	84		Po	-17168	125	85		At	-11992
122	85		At	-13290	124	86		Rn	-9623
121	86		Rn	-8670	123	87		Fr	-3470
120	87		Fr	-2980	122	88		Ra	400并
119	88		Ra	3480并	121	89		Ac	8590
127	81	208	Tl	-16778	129	82	211	Pb	-10493
126	82		Pb	-21772	128	83		Bi	-11872
125	83		Bi	-18894	127	84		Po	-12457
124	84		Po	-17492	126	85		At	-11672
123	85		At	-12560	125	86		Rn	-8779
122	86		Rn	-9680并	124	87		Fr	-4200
121	87		Fr	-2720	123	88		Ra	800
120	88		Ra	1630并	122	89		Ac	7070

续表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
130	82	212	Pb	-7572	132	83	215	Bi	1710
129	83		Bi	-8146	131	84		Po	-542
128	84		Po	-10394	130	85		At	-1269
127	85		At	-8540	129	86		Rn	-1192
126	86		Rn	-8682	128	87		Fr	289
125	87		Fr	-3610	127	88		Ra	2510
124	88		Ra	-220#	126	89		Ac	5970
123	89		Ac	7230	125	90		Th	10890
122	90		Th	12000#	124	91		Pa	17660
131	82	213	Pb	-3256#	133	83	216	Bi	5960#
130	83		Bi	-5254	132	84		Po	1759
129	84		Po	-6676	131	85		At	2226
128	85		At	-6693	130	86		Rn	232
127	86		Rn	-5723	129	87		Fr	2960
126	87		Fr	-3573	128	88		Ra	3269
125	88		Ra	310	127	89		Ac	8060
124	89		Ac	6090	126	90		Th	10270#
123	90		Th	12060#	125	91		Pa	17660
132	82	214	Pb	-187.9	133	84	217	Po	5830#
131	83		Bi	-1219	132	85		At	4373
130	84		Po	-4494	131	86		Rn	3634
129	85		At	-3403	130	87		Fr	4293
128	86		Rn	-4342	129	88		Ra	5863
127	87		Fr	-980	128	89		Ac	8634
126	88		Ra	74	127	90		Th	12160
125	89		Ac	6370	126	91		Pa	17000
124	90		Th	10650#					

续表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
134	84	218	Po	8351.7	131	90		Th	16916
133	85		At	8089	130	91		Pa	20310并
132	86		Rn	5198					
131	87		Fr	7036	136	86	222	Rn	16367.0
130	88		Ra	6630	135	87		Fr	16360
129	89		Ac	10820	134	88		Ra	14301
128	90		Th	12346	133	89		Ac	16603
127	91		Pa	18590	132	90		Th	17183
					131	91		Pa	21940
134	85	219	At	10520					
133	86		Rn	8829	136	87	223	Fr	18381
132	87		Fr	8609	135	88		Ra	17234
131	88		Ra	9365	134	89		Ac	17818
130	89		Ac	11540	133	90		Th	19243
129	90		Th	14450	132	91		Pa	22310
128	91		Pa	18490并					
					137	87	224	Fr	21630
135	85	220	At	14290并	136	88		Ra	18803
134	86		Rn	10589	135	89		Ac	20200
133	87		Fr	11451	134	90		Th	19980
132	88		Ra	10250	133	91		Pa	23780
131	89		Ac	13730					
130	90		Th	14646	138	87	225	Fr	23840
129	91		Pa	20180并	137	88		Ra	21987
					136	89		Ac	21615
135	86	221	Rn	14410并	135	90		Th	22283
134	87		Fr	13255	134	91		Pa	24310
133	88		Ra	12938					
132	89		Ac	14500	139	87	226	Fr	27200

续表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
138	88		Ra	23662.6	140	90		Th	30858.6
137	89		Ac	24298	139	91		Pa	32162
136	90		Th	23180	138	92		U	31598
135	91		Pa	26015	137	93		Np	35220
134	92		U	27170					
					142	89	231	Ac	35910
140	87	227	Fr	29590	141	90		Th	33812.1
139	88		Ra	27172.6	140	91		Pa	33422.2
138	89		Ac	25849.0	139	92		U	33780
137	90		Th	25805	138	93		Np	35620
136	91		Pa	26825	137	94		Pu	38390#
135	92		U	28870#					
					143	89	232	Ac	39240#
141	87	228	Fr	33140#	142	90		Th	35444.4
140	88		Ra	28936	141	91		Pa	35923
139	89		Ac	28890	140	92		U	34586
138	90		Th	26748	139	93		Np	37280#
137	91		Pa	28852	138	94		Pu	38349
136	92		U	29208					
					143	90	233	Th	38729.4
141	88	229	Ra	32480	142	91		Pa	37485.9
140	89		Ac	30720	141	92		U	36914
139	90		Th	29580	140	93		Np	38000#
138	91		Pa	29876	139	94		Pu	40020
137	92		U	31181	138	95		Am	43170#
136	93		Np	33740					
					144	90	234	Th	40607
142	88	230	Ra	34460#	143	91		Pa	40337
141	89		Ac	33760#	142	92		U	38142.0

续表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
141	93		Np	39950	145	93		Np	47451.6
140	94		Pu	40333	144	94		Pu	46160.2
139	95		Am	44340并	143	95		Am	48420
					142	96		Cm	49390
145	90	235	Th	44250	141	97		Bk	54170并
144	91		Pa	42320					
143	92		U	40915.5	147	92	239	U	50570.9
142	93		Np	41038.7	146	93		Np	49306.9
141	94		Pu	42160	145	94		Pu	48584.9
140	95		Am	44640并	144	95		Am	49385
139	96		Cm	48020并	143	96		Cm	51090并
					142	97		Bk	54270并
145	91	236	Pa	45540	141	98		Cf	58240并
144	92		U	42141.7					
143	93		Np	43370	148	92	240	U	52711
142	94		Pu	42879	147	93		Np	52210
141	95		Am	46000并	146	94		Pu	50122.4
140	96		Cm	47870并	145	95		Am	51491
					144	96		Cm	51701
146	91	237	Pa	47640	143	97		Bk	55600并
145	92		U	45387.2	142	98		Cf	58020并
144	93		Np	44868.3					
143	94		Pu	45086	148	93	241	Np	54260
142	95		Am	46630并	147	94		Pu	52952.0
141	96		Cm	49150并	146	95		Am	52931.2
140	97		Bk	53190并	145	96		Cm	53696
					144	97		Bk	56100并
147	91	238	Pa	51270	143	98		Cf	59170并
146	92		U	47306.0	142	99		Es	63820并

续表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
149	93	242	Np	57410	147	98		Cf	63377
148	94		Pu	54713.9	146	99		Es	66380#
147	95		Am	55463.2	145	100		Fm	70100#
146	96		Cm	54800.7					
145	97		Bk	57700#	152	94	246	Pu	65365
144	98		Cf	59330	151	95		Am	64991
143	99		Es	64690#	150	96		Cm	62613.3
					149	97		Bk	64010#
150	93	243	Np	59921	148	98		Cf	64087.3
149	94		Pu	57751	147	99		Es	67930#
148	95		Am	57171	146	100		Fm	70130
147	96		Cm	57177.3					
146	97		Bk	58682	152	95	247	Am	67230#
145	98		Cf	60910#	151	96		Cm	65528
144	99		Es	64720#	150	97		Bk	65485
143	100		Fm	69360#	149	98		Cf	66150#
					148	99		Es	68550
150	94	244	Pu	59801	147	100		Fm	71510#
149	95		Am	59876.3	146	101		Md	76040#
148	96		Cm	58449.0					
147	97		Bk	60690	153	95	248	Am	70560#
146	98		Cf	61459	152	96		Cm	67388
145	99		Es	65960#	151	97		Bk	68099
144	100		Fm	69040#	150	98		Cf	67239
					149	99		Es	70270#
151	94	245	Pu	63174	148	100		Fm	71885
150	95		Am	61893	147	101		Md	77080#
149	96		Cm	60998.0					
148	97		Bk	61812	153	96	249	Cm	70746

续表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
152	97		Bk	69843.6	154	99		Es	79007.7
151	98		Cf	69717.9	153	100		Fm	79339
150	99		Es	71110	152	101		Md	81240#
149	100		Fm	73500#	151	102		No	84330#
148	101		Md	77260#	150	103		Lr	88640#
154	96	250	Cm	72985	156	98	254	Cf	81337
153	97		Bk	72948	155	99		Es	81990
152	98		Cf	71167.0	154	100		Fm	80897
151	99		Es	73270#	153	101		Md	83490#
150	100		Fm	74063	152	102		No	84723
149	101		Md	78600#	151	103		Lr	89730#
155	96	251	Cm	76650#	156	99	255	Es	84090#
154	97		Bk	75230#	155	100		Fm	83787
153	98		Cf	74128	154	101		Md	84842
152	99		Es	74507	153	102		No	86870#
151	100		Fm	76000#	152	103		Lr	90050#
150	101		Md	79020#	151	104		Rf	94310#
149	102		No	82780#	157	99	256	Es	87160#
155	97	252	Bk	78530#	156	100		Fm	85482
154	98		Cf	76030	155	101		Md	87522
153	99		Es	77263	154	102		No	87796
152	100		Fm	76817	153	103		Lr	91740#
151	101		Md	80540#	152	104		Rf	94280#
150	102		No	82856	157	100	257	Fm	88585
155	98	253	Cf	79296	156	101		Md	89030#

续表

N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)	N	Z	A	元素	质量过剩 (keV)
155	102		No	90220	157	104	261	Rf	101240#
154	103		Lr	92670#	156	105		Ha	104160#
153	104		Rf	95890#	155	106		Nh	108220#
152	105		Ha	100390#					
157	101	258	Md	91820#	157	105	262	Ha	105970#
156	102		No	91420#	156	106		Nh	108470#
155	103		Lr	94750#	155	107		Ns	114510#
154	104		Rf	96350#	157	106	263	Nh	110120#
153	105		Ha	101550#	156	107		Ns	114800#
157	102	259	No	94018	157	107	264	Ns	115960#
156	103		Lr	95850	156	108		Uo	120130#
155	104		Rf	98300#					
154	105		Ha	102070#	157	108	265	Uo	121240#
157	103	260	Lr	98100	157	109	266	Ue	128210#
156	104		Rf	99020#					
155	105		Ha	103440#					
154	106		Nh	106910#					

八、放射性单位

物理量	国际单位	习惯用单位	换算关系
放射性活度	贝可(Bq) 1贝可 = 1次核衰变·秒 ⁻¹	居里(C) 1居里 = 3.7×10^{10} 衰变·秒 ⁻¹	1居里 = 3.7×10^{10} 贝可
照射量 X	库仑·千克 ⁻¹ (C·kg ⁻¹)	伦琴(R)	1库仑·千克 ⁻¹ = 3.867×10^3 伦琴
吸收剂量 D	戈瑞(Gy) 1戈瑞 = 1焦耳·千克 ⁻¹	拉德(Rd) 1拉德 = 100尔格·克 ⁻¹	1戈瑞 = 100拉德
剂量当量 H	希沃特(Sv) 1希沃特 = 1焦耳·千克 ⁻¹	雷姆(Rem) 1雷姆 = 100尔格·克 ⁻¹	1希沃特 = 100雷姆

九、我国电离辐射剂量标准

器官分类	受照部位	职业性放射性工作人员的最大容许剂量		放射性工作场所相邻及附近地区工作人员和居民	
		Sv·年 ⁻¹	Rem·年 ⁻¹	Sv·年 ⁻¹	Rem·年 ⁻¹
第一类	全身、性腺、红骨髓、眼睛体	0.05	5	0.005	0.5
第二类	皮肤、骨、甲状腺	0.3	30	0.03	3
第三类	手、前臂、足、踝	0.75	75	0.075	7.5
第四类	其它器官	0.15	15	0.015	1.5

十、部分同位素表

序数 <i>Z</i>	元 素	符号	质量数	同位素质量	相对丰度	同位素数目	
			<i>A</i>	"	%	稳定的	放射性的
0	Neutron	n				0	1
1	Hydrogen	H	1 (R)	1.008665		2	1
			1	1.007825	99.985		
			2	2.0140	0.015		
2	Helium	He	3 (NR)	3.01605		2	3
			3	3.01603	0.00013		
			4	4.00260	100		
3	Lithium	Li	6	6.01512	7.42	2	3
			7	7.01600	92.58		
			9	9.01218	100		
4	Beryllium	Be	10	10.01294	19.78	1	6
			11	11.00931	80.22		
			12	12.00000	98.89		
6	Carbon	C	13	13.00335	1.11	2	6
			14	14.00307	99.63		
			15	15.00011	0.37		
7	Nitrogen	N	16	16.99914	0.037	2	5
			17	17.99916	0.204		
			18	18.99840	100		
8	Oxygen	O	19	19.99244	90.92	3	5
			20	20.99395	0.257		
			21	21.99138	8.82		
9	Fluorine	F	22	22.98977	100	1	6
			23	23.98504	78.70		
			24				
10	Neon	Ne	20	19.99244	90.92	3	5
			21	20.99395	0.257		
			22	21.99138	8.82		
11	Sodium	Na	23	22.98977	100	1	6
			24	23.98504	78.70		
			25				
12	Magnesium	Mg	24	23.98504	78.70	3	5
			25				
			26				

续表

序数 <i>Z</i>	元 素	符号	质量数 <i>A</i>	同位素质量 "	相对丰度 %	同位素数目	
						稳定的	放射性的
13	Aluminum	Al	25	24.98584	10.13	1	7
			26	25.98259	11.17		
14	Silicon	Si	27	26.98153	100	3	5
			28	27.97693	92.21		
15	Phosphorus	P	31	30.97376	100	1	6
16	Sulfur	S	32	31.97207	95.0	4	6
17	Chlorine	Cl	35	34.96885	75.53	2	7
			37	36.96590	24.47		
18	Argon	Ar	40	39.96238	99.60	3	6
19	Potassium	K	39	38.96371	93.10	2	9
			40(NR)	39.974	0.0118		
20	Calcium	Ca	41	40.96184	6.88	6	8
			40	39.96259	96.947		
21	Scandium	Sc	44	43.95549	2.083	1	11
			45	44.95592	100		
22	Titanium	Ti	48	47.94795	73.94	5	5
23	Vanadium	V	50(NR)	49.9472	0.24	1	9
			51	50.9440	99.76		
24	Chromium	Cr	52	51.9405	83.76	4	7
			53	52.9407	9.55		
25	Manganese	Mn	55	54.9381	100	1	8
26	Iron	Fe	56	55.9349	91.66	4	6
			57	56.9354	2.19		
27	Cobalt	Co	59	58.9332	100	1	10

注: 选自M.R.Wehr, J.A.Richards, T.W.Adair: Physics of the Atom
第三版附录, Addison-Wesley Publishing Company, (1978)。

续表

序数 <i>Z</i>	元 素	符号	质量数 <i>A</i>	同位素质量 <i>u</i>	相对丰度 %	同位素数目	
						稳定的	放射性的
28	Nickel	Ni	58	57.9353	68.274	5	7
			60	58.9332	26.095		
29	Copper	Cu	63	62.9298	69.09	2	9
			65	64.9278	30.91		
30	Zinc	Zn	64	63.9291	48.89	5	8
			66	65.9260	27.81		
			68	67.9249	18.57		
31	Gallium	Ga	69	68.9257	60.4	2	12
			71	70.9249	39.6		
32	Germanium	Ge	70	69.9243	20.52	4	10
			72	71.9217	27.43		
			74	73.9219	36.54		
33	Arsenic	As	75	74.9216	100	1	14
34	Selenium	Se	78	77.9173	23.52	6	11
			80	79.9165	49.82		
35	Bromine	Br	79	78.9183	50.54	2	16
			81	80.9163	49.46		
36	Krypton	Kr	82	81.9135	11.56	6	16
			83	82.9141	11.55		
			84	83.9115	56.90		
			86	85.9106	17.37		
37	Rubidium	Rb	85	84.9117	72.15	1	16
			87		27.85		
38	Strontium	Sr	88	87.9056	82.56	4	12
39	Yttrium	Y	89	88.9054	100	1	14
40	Zirconium	Zr	90	89.9043	51.46	5	9
			92	91.9046	17.11		
			94	93.9061	17.40		
41	Niobium(or	Nb				1	13

续表

序数 <i>Z</i>	元 素	符号	质量数	同位素质量	相对丰度	同位素数目	
			<i>A</i>	"	%	稳定的	放射性的
42	Columbium (Cb) Molybde- num	Mo	93	92.9060	100	7	10
			92	91.9063	15.84		
			95	94.90584	15.72		
			96	95.9046	16.53		
			98	97.9055	23.78		
43	Technetium	Tc	99(R)			0	14
44	Ruthenium	Ru				7	9
			102	101.9037	31.61		
45	Rhodium	Rh	104	103.9055	18.58	1	14
			103	102.9048	100		
46	Palladium	Pd				6	12
			105	104.9046	22.23		
			106	105.9032	27.33		
			108	107.90389	26.71		
47	Silver	Ag				2	14
			107	106.90509	51.82		
			109	108.9047	48.18		
48	Cadmium	Cd				8	11
			110	109.9030	12.39		
			111	110.9042	12.75		
			112	111.9028	24.07		
			113	112.9046	12.26		
			114	113.9036	28.86		
49	Indium	In				1	18
			113	112.9043	4.28		
			115(NR)	114.9041	95.72		
50	Tin	Sn				10	15
			116	115.9021	14.30		
			118	117.9018	24.03		
			119	118.9034	8.58		
			120	119.9022	32.85		
51	Antimony	Sb				2	22
			121	120.9038	57.25		
			123	122.9041	42.75		
52	Tellurium	Te				8	16
			123(NR)	122.9042	0.87		
			126	125.9032	18.71		

续表

序数 <i>Z</i>	元 素	符号	质量数 <i>A</i>	同位素质量 <i>M</i>	相对丰度 %	同位素数目	
						稳定的	放射性的
53	Iodine	I	128	127.9047	31.79	1	22
			130	129.9067	34.48		
54	Xenon	Xe	127	126.9004	100	9	16
			129	128.9048	26.44		
			131	130.9051	21.18		
			132	131.9042	26.89		
55	Cesium	Cs				1	20
56	Barium	Ba	133	132.9051	100	7	14
			137	136.9056	11.32		
			138	137.9050	71.66		
57	Lanthanum	La				1	20
			138(NR)	137.9068	0.089		
58	Cerium	Ce	139	138.9061	99.911	3	16
			140	139.9053	88.48		
			142(NR)	141.9090	11.07		
59	Praseodymium	Pr				1	14
60	Neodymium	Nd	141	140.9074	100	6	8
			142	141.9075	27.11		
			144(NR)	143.9099	23.85		
			146	145.9127	17.62		
61	Promethium	Pm				0	14
62	Samarium	Sm	145(R)			4	14
			147(NR)	146.9146	14.97		
			148(NR)	147.9146	11.24		
			149(NR)	148.9169	13.83		
			152	151.9195	26.72		
			154	153.9220	22.71		
63	Europium	Eu	151	150.9196	47.82	2	16
			153	152.9209	52.18		
64	Gadolinium	Gd				6	12
			152(NR)	151.9195	0.20		
			156	155.9221	20.47		
			158	157.9241	24.87		
			160	159.9271	21.90		

续表

序数 <i>Z</i>	元 素	符号	质量数	同位素质量	相对丰度 %	同位素数目	
			<i>A</i>	<i>m</i>		稳定的	放射性的
65	Terbium	Tb	159	158.9250	100	1	17
66	Dysprosium	Dy	156(NR)	155.9238	0.052	6	13
			162	161.9265	25.53		
			163	162.9284	24.97		
			164	163.9288	28.18		
67	Holmium	Ho	165	164.9303	100	1	18
68	Erbium	Er	166	165.9304	33.41	6	12
			167	166.9320	22.94		
			168	167.9324	27.07		
69	Thulium	Tm	169	168.9344	100	1	17
70	Ytterbium	Yb	172	171.9366	21.82	7	10
			174	173.9390	31.84		
71	Lutetium	Lu	175	174.9409	97.41	1	15
			176(NR)		2.59		
72	Hafnium	Hf	174(NR)	173.9403	0.18	5	13
			178	177.9439	27.11		
			180	179.9468	35.21		
73	Tantalum	Ta	181	180.9480	99.988	2	13
74	Tungsten (Wolfram)	W	182	181.9483	26.41	5	10
			184	183.9510	30.64		
			186	185.9543	28.14		
75	Rhenium	Re	185	184.9530	37.50	1	14
			187(NR)	186.9560	62.50		
76	Osmium	Os	190	189.9586	26.4	7	8
			192	191.9612	39.952		
77	Iridium	Ir	191	190.9609	37.4	2	15
			193	192.9633	62.6		
78	Platinum	Pt				5	16

续表

序数 <i>Z</i>	元 素	符号	质量数 <i>A</i>	同位素质量 <i>m</i>	相对丰度 %	同位素数目	
						稳定的	放射性的
79	Gold	Au	190(NR)	189.9600	0.0127	1	18
			191	193.9628	32.9		
			195	194.9648	33.8		
			196	195.9650	25.3		
80	Mercury	Hg	197	196.9666	100	7	14
			199	198.9683	16.84		
			200	199.9683	23.13		
			202	201.9706	29.80		
81	Thallium	Tl	203	202.9723	29.50	2	18
			205	204.9745	70.50		
			207(NR)				
			204(NR)	203.9731	1.48		
82	Lead	Pb	206	205.9745	23.6	3	18
			207	206.9759	22.6		
			208	207.9766	52.3		
			209	208.9804	100		
83	Bismuth	Bi	210(NR)			1	18
			209	208.9804	100		
84	Polonium	Po	210(NR)			0	27
			210(NR)	209.9829			
85	Astatine	At	210(NR)			0	20
			211(NR)	210.9875			
86	Radon	Rn	222(NR)	222.0175		0	20
			223(NR)	223.0198			
87	Francium	Fr	223(NR)	223.0198		0	20
			226(NR)	226.0254			
88	Radium	Ra	226(NR)	226.0254		0	16
			227(NR)	227.0278			
89	Actinium	Ac	227(NR)	227.0278		0	11
			232(NR)	232.0382			
90	Thorium	Th	232(NR)	232.0382		0	13
			231(NR)	231.0359			
91	Protactinium	Pa	231(NR)	231.0359		0	13
			234(NR)	234.0409	0.0057		
92	Uranium	U	234(NR)	234.0409	0.0057	0	14
			238(NR)	238.0289	99.9943		

续表

序数 Z	元 素	符号	质量数	同位素质量	相对丰度 %	同位素数目	
			A	m		稳定的	放射性的
93	Neptunium	Np	235(NR)	235.0439	0.72 99.27	0	13
			238(NR)	238.0508			
94	Plutonium	Pu	237(R)	237.0480		0	15
			239(R)	239.0522			
95	Americium	Am	242(R)	242.0587		0	11
			244(R)				
96	Curium	Cm	241(R)	241.0567		0	13
			243(R)	243.0614			
97	Berkelium	Bk	243(R)	243.0614		0	8
			247(R)				
98	Californium	Cf	247(R)	247.0702		0	12
			251(R)				
99	Einsteinium	Es	254(R)	254.0881		0	11
			257(R)				
100	Fermium	Fm	257(R)			0	11
			256(R)				
101	Mendelevi- um	Md	255(R)			0	7
			257(R)				
102	Nobelium	No	257(R)			0	2
			257(R)				
103	Lawrencium	Lw	257(R)			0	1
			260(R)				
104	Rutherford- ium	Rf	260(R)			0	3
			260(R)				
105	Hahnium	Ha	260(R)			0	

NR: 天然放射性同位素。

R: 人工放射性同位素。

十一、部分放射性同位素表

元 素	核 素	半 衰 期 T	衰变常数 $\lambda \text{ s}^{-1}$	主要粒子能量 MeV
Antimony	$^{122}_{51}\text{Sb}$	2.80d	2.87×10^{-6}	β^- 1.40; γ , 0.56, 0.70
Argon	$^{37}_{18}\text{Ar}$	35.1d	2.29×10^{-7}	K-capture
Arsenic	$^{76}_{33}\text{As}$	26.5h	7.26×10^{-6}	β^- 2.97; γ , 0.56, 1.21
Barium	$^{140}_{56}\text{Ba}$	12.8d	6.26×10^{-7}	β^- 1.02; γ , 0.03, 0.54
Bismuth	$^{210}_{83}\text{Bi}(\text{NR})$	5.01d	1.60×10^{-6}	β^- 1.16
Cadmium	$^{115}_{48}\text{Cd}$	53.5h	3.60×10^{-6}	β^- 1.11; γ , 0.52
Calcium	$^{45}_{20}\text{Ca}$	165d	4.87×10^{-8}	β^- 0.25
Carbon	$^{14}_6\text{C}$	5730y	3.83×10^{-12}	β^- 0.156
Cerium	$^{141}_{58}\text{Ce}$	33d	2.43×10^{-7}	β^- 0.44; γ , 0.15
Cesium	$^{134}_{55}\text{Cs}$	2.05y	1.07×10^{-8}	β^- 0.65; γ , 0.60
	$^{137}_{55}\text{Cs}$	30.23y	7.27×10^{-10}	β^- 0.51; γ , 0.66
Chlorine	$^{36}_{17}\text{Cl}$	$3.1 \times 10^5 \text{y}$	7.09×10^{-14}	β^- 0.71

续表

元 素	核 素	半 衰 期 T	衰变常数 λ s ⁻¹	主要粒子能量 MeV
Chromium	$^{51}_{24}\text{Cr}$	27.8d	2.89×10^{-7}	γ , 0.32; K-capture
Cobalt	$^{58}_{27}\text{Co}$	71.3d	1.125×10^{-7}	β^+ 0.48; γ , 0.81, 1.65
	$^{60}_{27}\text{Co}$	5.26y	4.17×10^{-9}	β^- 0.31; γ , 1.17, 1.33
Gold	$^{198}_{79}\text{Au}$	2.693d	2.98×10^{-6}	β^- 0.96; γ , 0.41, 0.67
Hafnium	$^{181}_{72}\text{Hf}$	42.4d	1.89×10^{-7}	β^- 0.41; γ , 0.48
Hydrogen	^3_1H	12.26y	1.79×10^{-9}	β^- 0.018
Iodine	$^{131}_{53}\text{I}$	8.070d	9.94×10^{-7}	β^- 0.61; γ , 0.36, 0.72
Iron	$^{59}_{26}\text{Fe}$	45.1d	1.78×10^{-7}	β^- 0.46; γ , 1.10, 1.29
Krypton	$^{85}_{36}\text{Kr}$	10.76y	2.04×10^{-7}	β^- 0.67; γ , 0.52
Lanthanum	$^{140}_{57}\text{La}$	40.22h	4.79×10^{-6}	β^- 1.34; γ , 1.60, 0.49
Mercury	$^{203}_{80}\text{Hg}$	46.57d	1.72×10^{-7}	β^- 0.21; γ , 0.28
Molybdenum	$^{99}_{42}\text{Mo}$	66.69h	2.89×10^{-6}	β^- 1.23; γ , 0.04, 0.14

元 素	核 素	半 衰 期 T	衰变常数 $\lambda \text{ s}^{-1}$	主要粒子能量 MeV
Neptunium	$^{237}_{93}\text{Np}$	$2.14 \times 10^6 \text{ y}$	1.03×10^{-14}	$\alpha, 4.50; \gamma, 0.03, 0.09$
Nickel	$^{239}_{28}\text{Ni}$	2.53d	3.42×10^{-6}	$\beta^-, 0.72; \gamma, 0.05, 0.33$
	$^{63}_{28}\text{Ni}$	92y	2.39×10^{-10}	$\beta^-, 0.07$
Phosphorus	$^{32}_{15}\text{P}$	14.3d	5.61×10^{-7}	$\beta^-, 1.71$
Plutonium	$^{239}_{94}\text{Pu}$	$2.44 \times 10^4 \text{ y}$	9.01×10^{-13}	$\alpha, 5.15; \gamma, 0.013, 0.038$
Potassium	$^{40}_{19}\text{K}(\text{NR})$	$1.28 \times 10^9 \text{ y}$	1.72×10^{-17}	$\beta^-, 1.32; \gamma, 1.46$
	$^{42}_{19}\text{K}$	12.4h	1.55×10^{-5}	$\beta^-, 3.53; \gamma, 1.52$
Selenium	$^{76}_{34}\text{Se}$	120.4d	6.66×10^{-6}	$\gamma, 0.27; \text{K-capture}$
Silver	$^{111}_{47}\text{Ag}$	7.5d	1.07×10^{-6}	$\beta^-, 1.05; \gamma, 0.34$
Sodium	$^{24}_{11}\text{Na}$	15.0h	1.28×10^{-5}	$\beta^-, 1.39; \gamma, 1.37, 2.75$

元 素	核 素	半 衰 期 T	衰变常数 λ s ⁻¹	主要粒子能量 MeV
Strontium	⁸⁸ Sr	52d	1.54×10^{-7}	β^- 1.46
	⁹⁰ Sr	28.1y	7.82×10^{-10}	β^- 0.54
	⁹² Sr	88d	9.12×10^{-4}	β^- 0.17
Sulfur	³⁵ S	88d	9.12×10^{-4}	β^- 0.17
Tantalum	¹⁸² Ta	115d	6.98×10^{-4}	β^- 0.51, γ , 0.10, 1.12
	¹⁸⁰ Ta	8.2h	2.09×10^{-5}	β^- 0.91, γ , 0.25, 0.61
Xenon	¹³⁵ Xe	9.2h	2.09×10^{-5}	β^- 0.91, γ , 0.25, 0.61
Zinc	⁶⁵ Zn	243.6d	3.29×10^{-6}	β^- , 0.33, γ , 1.12

* 选自M.R. Wehr, J.A. Richards, T.W. Adair, Physics of the Atom 第三版附录, Addison-Wesley Publishing Company (1978)。

NR:天然放射性同位素。

b:小时。 d:日。 y:年。

十二、基本粒子性质简表

粒子	$T^G(J^P)^C$	质量 (MeV/c ²)	寿命(s) $\sigma\tau$ (m)	粒子衰变的主要模式		
				衰变道	份额	P 或 P_{max} (MeV/c)
γ	$0, 1(1^-)^-$	$(<3 \times 10^{-33})$	稳定			
W		8080 ± 2700	$\Gamma < 7\text{GeV}$	$e\nu$		40400
Z		92900 ± 1600	$\Gamma < 8.5\text{GeV}$	e^+e^- $\mu^+\mu^-$		46150 46150
ν_e	$J = \frac{1}{2}$	(<0.000046)	稳定 $(>3 \times 10^8 m_{\nu_e}(\text{MeV}))$			
\bar{e}	$J = \frac{1}{2}$	0.5110034 ± 0.0000014	稳定 $(>2 \times 10^{23}y)$			
ν_μ	$J = \frac{1}{2}$	0 (<0.50)	稳定 $(>1.1 \times 10^5 m_{\nu_\mu}(\text{MeV}))$			

续表

粒子 $J^G(J^P)^C$	质 量 (MeV/c ²)	寿 命 (s) $c\tau$ (m)	粒子衰变的主要模式		
			衰变道	份 额	p 或 p_{max} (MeV/c)
μ $J = \frac{1}{2}$	105.65932 ± 0.00029	$(2.19709 \pm 0.00005) \times 10^{-6}$ $c\tau = 6.5867 \times 10^4$	$\mu^- \rightarrow$		
			$e^- \bar{\nu}_\mu$	(100)%	53
			$e^- \bar{\nu}_\mu \gamma$	(1.4 ± 0.4)%	53
			$e^- \nu_e \bar{\nu}_\mu$	(< 5)%	53
ν_τ $J = \frac{1}{2}$	< 164				
τ $J = \frac{1}{2}$	1784.2 ± 3.2	$(3.4 \pm 0.5) \times 10^{-12}$ $c\tau = 0.010 \times 10^{-2}$	$\tau^- \rightarrow$		
			$\mu^- \bar{\nu}_\mu$	(18.5 ± 1.1)%	889
			$e^- \bar{\nu}_\mu$	(16.5 ± 0.9)%	892
			强子 ⁺ + 中性粒子	(48.1 ± 2.0)%	
			3(强子 ⁺) + 中性粒子	(17.0 ± 1.3)%	
			5(强子 ⁺) + 中性粒子	(< 1.4)%	
			3(强子 ⁺) + ν	(5 ± 4)%	
			3(强子 ⁺) + ν ($\geq 1\gamma$)	(12 ± 4)%	
			$\pi^- \nu$	(10.3 ± 1.2)%	887

续表

粒子	$T^G(J^P)^C$	质 量 (MeV/c ²)	寿 命 (s) $c\tau$ (m)	粒子衰变的主要模式		
				衰变道	份 额	p 或 p_{max} (MeV/c)
π^\pm	$1^-(0^-)$	$139.5673 \pm .0007$	2.6030×10^{-8} ± 0.0023 $c\tau = 7.804$	$\rho^-\nu$	$(22.1 \pm 2.4)\%$	726
				$K^-\nu$	$(1.3 \pm 0.5)\%$	824
				K^- 中性粒子	(small)%	
				$K^{*-}(892)\nu$	$(1.7 \pm 0.7)\%$	669
				$K^{*-}(1430)\nu$	$(<0.9)\%$	323
				$\pi^-\rho^0\nu$	$(5.4 \pm 1.7)\%$	718
π^0	$1^-(0^-)^+$	$134.9680 \pm .0038$	$(0.83 \pm 0.06) \times 10^{-16}$	e^- chgd. parts. $+\mu^-$ chgd. parts.	$(<4)\%$	
				$\pi^+\pi^-$	100%	30
				$\mu^+\nu$	$(1.32 \pm 0.024) \times 10^{-4}$	70
				$e^+\nu$	$(1.24 \pm 0.25) \times 10^{-4}$	30
				$\mu, \nu\gamma$ $e^+\nu\pi^0$	(1.033 ± 0.034) $\times 10^{-8}$	5
π^0	$1^-(0^-)^+$	$134.9680 \pm .0038$	$(0.83 \pm 0.06) \times 10^{-16}$	$\gamma\gamma$	$(98.802 \pm 0.030)\%$	67

* 摘自 M. Aguilar-Benítez 等人的 Tables of Particle Properties, Rev. Mod. Phys., Vol. 56, No. 2, Part II, April 1984.

续表

粒子 $T^G(J^P)^C$	质 量 (MeV/c ²)	寿 命 (s) $c\tau$ (m)	粒子衰变的主要模式			ρ 或 ρ_{max} (MeV/c)
			衰变道	份 额		
η $0^-(0^-)^+$	548.8 ± 0.6	$c\tau = 2.5 \times 10^{-6}$	γe^+e^-	$(1.198 \pm 0.030)\%$	67	
			$\gamma\gamma\gamma$	$< 3.8 \times 10^{-7}$	67	
			$e^+e^-e^+e^-$	3.24×10^{-3}	67	
		$\Gamma = (0.88 \pm 0.12)$ keV	$\gamma\gamma$	$(39.0 \pm 0.8)\%$	274	
			$3\pi^0$	$(31.8 \pm 0.8)\%$	180	
			$\pi^0\gamma\gamma$	$(0.10 \pm 0.02)\%$	258	
K^0 $0^-(0^-)^+$	493.667 ± 0.015	$c\tau = 3.709$	$\pi^+\pi^-\pi^0$	$(23.7 \pm 0.5)\%$	175	
			$\pi^+\pi^-\gamma$	$(4.91 \pm 0.13)\%$	236	
			$e^+e^-\gamma$	$(0.50 \pm 0.12)\%$	274	
			$K^{*+}\bar{L}$			
			$\mu^+\nu$	$(63.51 \pm 0.16)\%$	236	
K^0 $1/2(0^-)$	493.667 ± 0.015	$c\tau = 3.709$	$\pi^+\pi^0$	$(21.17 \pm 0.15)\%$	205	
			$\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$	$(5.59 \pm 0.03)\%$	125	
			$\pi^+\pi^0\pi^0$	$(1.73 \pm 0.05)\%$	133	

粒子	J^P	质 量 (MeV/c ²)	寿 命 (s) $c\tau$ (m)	粒子衰变的主要模式	
				衰变道	份 额 p 或 p_{max} (MeV/c)
K_0	$\frac{1}{2}(0^-)$	497.67 ± 0.13	$50\%K_{short}, 50\%K_{long}$	$\pi^0 \mu^+ \nu$	$(3.18 \pm 0.10)\%$
				$e^+ \nu \pi^0$	$(4.82 \pm 0.05)\%$
				$\mu^+ \nu \gamma$	$(5.8 \pm 3.5) \times 10^{-3}$
\overline{K}_0					
K_S^0	$\frac{1}{2}(0^-)$		0.8923×10^{-10} ± 0.0022 $c\tau = 2.675 \times 10^{-2}$	$\pi^+ \pi^-$	$(68.61 \pm 0.24)\%$
				$\pi^0 \pi^0$	$(31.39 \pm 0.24)\%$
				$\pi^+ \pi^- \gamma$	$(1.85 \pm 0.10) \times 10^{-3}$
				$\gamma \gamma$	$< 0.4 \times 10^{-3}$
K_L^0	$\frac{1}{2}(0^-)$		5.183×10^{-8} ± 0.040 $c\tau = 15.54$	$\pi^0 \pi^0 \pi^0$	$(21.5 \pm 1.0)\%$
				$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$(12.39 \pm 0.20)\%$
				$\pi^\pm \mu^\pm \nu$	$(27.1 \pm 0.4)\%$
				$\pi^\pm e^\pm \nu$	$(38.7 \pm 0.5)\%$
				$\pi e \nu \gamma$	$(1.3 \pm 0.8)\%$

续表

粒子	$T^G(J^P)^C$	质 量 (MeV/c ²)	寿 命 (s) $c\tau$ (m)	粒子衰变的主要模式		
				衰变道	份 额	p 或 p_{max} (MeV/c)
D [±]	$\frac{1}{2}(0^-)$	1869.4 ± 0.6	$(9.2^{+1.3}_{-1.2}) \times 10^{-13}$ $c\tau = 0.00028$	$\pi^+ \pi^-$	$(0.203 \pm 0.005)\%$	206
				$\pi^0 \pi^0$	$(0.094 \pm 0.018)\%$	209
				D ⁺ $\bar{\nu}$		
				$e^+ + \text{其它}$	$(19^{+4}_{-3})\%$	
				$K^+ + \text{其它}$	$(16 \pm 4)\%$	
				$\bar{K}^0 \text{其它} + K^0 \text{其它}$	$(48 \pm 15)\%$	
				$K^+ + \text{其它}$	$(6.0 \pm 3.3)\%$	
				$\eta + \text{其它}$	$(<13)\%$	
				$\mu^+ \nu$	$(<2)\%$	932
				$K^- \pi^+ \pi^+$	$(4.6 \pm 1.1)\%$	845
				$K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$	$(2.6^{+3.4}_{-1.0})\%$	816
				$K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	$(<4)\%$	772
				$\bar{K}^0 \pi^+$	$(1.8 \pm 0.5)\%$	862
				$\bar{K}^0 \pi^+ \pi^0$	$(13 \pm 8)\%$	845
				$\bar{K}^0 \pi^+ \pi^- \pi^-$	$(8.4 \pm 3.5)\%$	814

粒子	$T^G(J^P)^+$	质量 (MeV/c ²)	寿命 (s) $c\tau$ (m)	粒子衰变的主要模式		
				衰变道	份 额	p 或 p_{max} (MeV/c)
				$\bar{K}^0 K^+$	$(0.45 \pm 0.30)\%$	792
				$K^+ K^- \pi^+$	$(<0.6)\%$	744
				$K^+ \pi^+ \pi^-$	$(<0.23)\%$	845
				$\pi^+ \pi_0$	$(<0.5)\%$	925
				$\pi^+ \pi^+ \pi^-$	$(<0.4)\%$	908
				$\bar{K}^{*0} \pi^+$	$(<3.7)\%$	714
D^0	$\frac{1}{2}(0^-)$	1864.7 ± 0.6	$(4.4^{+0.3}_{-0.2}) \times 10^{-13}$ $c\tau = 0.00013$	$D^0 \rightarrow$ $e^+ + \text{其它}$ $K^- + \text{其它}$ $\bar{K}^0 \text{其它} + K^0 \text{其它}$ $K^+ + \text{其它}$ $\eta + \text{其它}$ $K^- \pi^+$ $K^+ \pi^+ \pi^0$ $K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ $K^- \pi^+ \pi^0 \pi^0$	$(5.3^{+2.3}_{-1.3})\%$ $(44 \pm 10)\%$ $(33 \pm 10)\%$ $(8 \pm 3)\%$ $(<13)\%$ $(2.4 \pm 0.4)\%$ $(9.3 \pm 2.8)\%$ $(4.6 \pm 1.4)\%$ (seen)	861 844 812 815

续表

粒子	$J^G(J^P)^C$	质 量 (MeV/c ²)	寿 命 (s) $\sigma\tau$ (m)	粒子衰变的主要模式		
				衰变道	份 额	ρ 或 ρ_{max} (MeV/c)
				$\bar{K}^0\pi^0$	$(2.2 \pm 1.1)\%$	860
				$\bar{K}^0\pi^+\pi^-$	$(4.2 \pm 0.8)\%$	842
				$\pi^+\pi^-$	$(7.9 \pm 3.8) \times 10^{-4}$	922
				$\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$	$(<1.0)\%$	880
				K^+K^-	$(2.7 \pm 0.8) \times 10^{-3}$	791
				$K^{*+}\pi^-$	$(3.4 \pm 1.4)\%$	711
				$\bar{K}_S^0\pi^0$	$(1.4^{+2.3}_{-1.4})\%$	711
				$K^{*-}\rho^+$	$(7.2^{+3.0}_{-2.1})\%$	679
				$\bar{K}^0\rho^0$	$(0.1^{+0.6}_{-0.1})\%$	677
				$\bar{K}^{*0}\rho^0$	$(0.7^{+0.6}_{-0.7})\%$	423
				$K^{*-}\pi^+\rho^0$	$(3.9^{+1.3}_{-1.6})\%$	613
				$\bar{K}^{*0}\pi^+\pi^-$	$(<2.3)\%$	685
				K^-A^+	$(<0.8)\%$	198
F^\pm	$0(0^-)$	1971 ± 6	$(1.9^{+1.7}_{-0.7}) \times 10^{-13}$	$F^+\bar{\nu}$		713
				$\phi\pi^+$		903
				$\eta\pi^+$		

续表

粒子	$J^G(J^P)^C$	质 量 (MeV/c ²)	寿 命 (s) $c\tau$ (m)	粘子衰变的主要模式		
				衰变道	份 额	p 或 p_{max} (MeV/c)
			$c\tau = 0.00006$	$\eta' \pi^+ \pi^+ \pi^-$ $\eta \pi^+ \pi^+ \pi^-$ $\phi \rho^+$		857 679 411
B^+	$\frac{1}{2} (0^+)$	5270.8 ± 3.0		$B^+ \rightarrow$ $\bar{D}^0 \pi^+$ $D^{*-} \pi^+ \pi^+$ $B^0 \rightarrow$ $\bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ $D^{*-} \pi^+$ $e^+ \nu$ 强子 $\mu^+ \nu$ 强子 D^0 其它 K 其它 p 其它 Λ 其它	$(4.2 \pm 4.2)\%$ $(4.8 \pm 3.0)\%$ $(13 \pm 9)\%$ $(2.6 \pm 1.9)\%$ $(13.0 \pm 1.3)\%$ $(12.4 \pm 3.5)\%$ $(80 \pm 28)\%$ (seen) $(> 3.6)\%$ $(> 2.2)\%$	2303 2243 2298 2253
B^0 \bar{B}^0	$\frac{1}{2} (0^-)$	5274.2 ± 2.8	$(14 \pm 4) \times 10^{-13}$ $c\tau = 0.00042$			
B^{\pm}, B^0, \bar{B}^0 (区分不开)						

续表

粒子	$T^G(J^P)^C$	质 量 (MeV/c ²)	寿 命 (s) $c\tau$ (m)	粒子衰变的主要模式		
				衰变道	份 额	p 或 p_{max} (MeV/c)
				e^+e^- 其它 $\mu^+\mu^-$ 其它	(<0.8)% (<0.7)%	
ϕ	$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}\right)^+$	938.2796 ± 0.0027	稳定($>10^{12}$ y)			
ω	$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}\right)^+$	939.5731 ± 0.0027	898 ± 16 $c\tau = 2.7 \times 10^{11}$	$p e^- \nu$	100%	1.2
Λ	$0\left(\frac{1}{2}\right)^+$	1115.60 ± 0.05	2.632×10^{-10} ± 0.020 $c\tau = 7.89 \times 10^{-13}$	$p \pi^-$ $n \pi^0$ $p \pi^- \gamma$ $p e^- \nu$ $p \mu^- \nu$	(64.2 ± 0.5)% (35.8 ± 0.5)% (0.85 ± 0.14) $\times 10^{-3}$ (8.37 ± 0.14) $\times 10^{-4}$ (1.57 ± 0.35) $\times 10^{-4}$	100 104 100 163 131
Σ^+	$1\left(\frac{1}{2}\right)^+$	1189.36 ± 0.06	0.800×10^{-10} ± 0.004 $c\tau = 2.40 \times 10^{-13}$	$p \pi^0$ $n \pi^+$ $p \gamma$	(51.64 ± 0.30)% (48.36 ± 0.30)% (1.20 ± 0.13) $\times 10^{-3}$	189 185 225

续表

粒子	$T^G(J^P)^C$	质 量 (MeV/c ²)	寿 命 (τ) $c\tau$ (m)	粒子衰变的主要模式		
				衰变道	份 额	ρ 或 ρ_{max} (MeV/c)
Σ^0	$1\left(\frac{1}{2}\right)^+$	1192.46 ± 0.08	5.8×10^{-26} ± 1.3 $c\tau = 1.7 \times 10^{-11}$	$n\pi^+\gamma$	$(4.5 \pm 0.5) \times 10^{-4}$	185
				$\Lambda e^+\nu$	$(2.0 \pm 0.5) \times 10^{-5}$	71
				$n\mu^+\nu$	$(<3.0) \times 10^{-5}$	202
				$\Lambda\gamma$	100%	74
				Λe^+e^-	5.45×10^{-5}	74
Σ^-	$1\left(\frac{1}{2}\right)^+$	1197.34 ± 0.05	1.482×10^{-10} ± 0.011 $c\tau = 4.44 \times 10^{-2}$	$n\pi^-$	100%	193
				$n\pi^-\nu$	$(1.022 \pm 0.034) \times 10^{-3}$	230
				$n\mu^-\nu$	$(0.45 \pm 0.04) \times 10^{-3}$	210
				$n\pi^-\gamma$	$(4.6 \pm 0.6) \times 10^{-4}$	193
Ξ^0	$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}\right)^+$	1314.9 ± 0.6	2.90×10^{-10} ± 0.10 $c\tau = 8.69 \times 10^{-2}$	$\Lambda\pi^0$	100%	135
				$\Lambda\gamma$	$(0.5 \pm 0.5)\%$	184
				$\Sigma^0\gamma$	$(<7)\%$	117

粒子	$T^G(J^P)C$	质 量 (MeV/c ²)	寿 命 (s) $c\tau(m)$	粒子衰变的主要模式		
				衰变道	份 额	p 或 p_{max} (MeV/c)
Ξ^-	$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}^+\right)$	1321.32 ± 0.13	1.641×10^{-10} ± 0.016 $c\tau = 4.92 \times 10^{-11}$	$p\pi^-$	$(<3.6) \times 10^{-3}$	299
				$p_e^-\nu$	$(<1.3) \times 10^{-3}$	323
				$\Sigma^+e^-\nu$	$(<1.1) \times 10^{-3}$	120
				$\Lambda\pi^-$	100%	139
				$\Lambda e^-\nu$	$(5.5 \pm 0.6) \times 10^{-4}$	190
				$\Sigma^0 e^-\nu$	$(8.7 \pm 1.7) \times 10^{-5}$	123
				$\Lambda\mu^-\nu$	$(3.5 \pm 3.5) \times 10^{-4}$	163
				$n\pi^-$	$(<1.9) \times 10^{-3}$	303
				$ne^-\nu$	$(<3.2) \times 10^{-3}$	327
Ω^-	$0\left(\frac{3}{2}^+\right)$	1672.45 ± 0.32	0.819×10^{-10} ± 0.027 $c\tau = 2.46 \times 10^{-11}$	ΛK^-	$(68.6 \pm 1.3)\%$	211
				$\Xi^0\pi^-$	$(23.4 \pm 1.3)\%$	294
				$\Xi^-\pi^0$	$(8.0 \pm 0.8)\%$	290
				$\Xi^0 e^-\nu$	$(\sim 1)\%$	319
				$\Xi^0(1530)\pi^-$	$(\sim 2) \times 10^{-3}$	
				$\Lambda\pi^-$	$(<1.3) \times 10^{-3}$	449

续表

粒子	$T^G(J^P)^C$	质量 (MeV/c ²)	寿命 c τ (m)	粒子衰变的主要模式		
				衰变道	份 额	p 或 $p_{0.1\pi}$ (MeV/c)
Λ_c^+	$0\left(\frac{1}{2}^+\right)$	2282.0 ± 3.1	$(2.3^{+1.0}_{-0.8}) \times 10^{-13}$ $c\tau = 7 \times 10^{-5}$	$\Xi^- \gamma$	$(<3.1) \times 10^{-1}$	314
Λ_c^0	$0\left(\frac{1}{2}^+\right)$	2282.0 ± 3.1	$(2.3^{+1.0}_{-0.8}) \times 10^{-13}$ $c\tau = 7 \times 10^{-5}$	$p\bar{K}^0\pi^+$	$(2.2 \pm 1.0)\%$	820
				$p\bar{K}^0$	$(1.1 \pm 0.7)\%$	870
				$p\bar{K}^0\pi^+\pi^-$	$(<4, \text{见到})\%$	751
				Λ 其它	$(33 \pm 29)\%$	
				$\Lambda\pi^+$	$(0.6 \pm 0.5)\%$	861
				$\Lambda\pi^+\pi^+\pi^-$	$(<3.1, \text{见到})\%$	804
				$\Sigma^0\pi^+$	(见到)	822
				$p\bar{K}^{*0}$	$(0.48 \pm 0.30)\%$	381
				$\Delta^{*+}K^-$	$(0.45 \pm 0.27)\%$	706
				$p\bar{K}^{*-}\pi^+$	(见到)	575
Λ_c^+	$0\left(\frac{1}{2}^+\right)$	2282.0 ± 3.1	$(2.3^{+1.0}_{-0.8}) \times 10^{-13}$ $c\tau = 7 \times 10^{-5}$	e^+ 其它	$(4.5 \pm 1.7)\%$	
				$p e^+$ 其它	$(1.8 \pm 0.9)\%$	
Λ_c^0	$0\left(\frac{1}{2}^+\right)$	2282.0 ± 3.1	$(2.3^{+1.0}_{-0.8}) \times 10^{-13}$ $c\tau = 7 \times 10^{-5}$	Λe^+ 其它	$(1.1 \pm 0.8)\%$	

注: (1) 所有反粒子的衰变取相应粒子衰变的电荷共轭即可。

(2) 这类数据约五年全部更新一次, 最近的数据发表在 Phys. Lett. B239(1990)P. 1.1.

十三、中子诱发核反应生产的一些重要的放射性核素

核素	半衰期	核反 应	主要用途
^3H	12.35年	$^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$	热核燃料、制备标记化合物
^{14}C	5730年	$^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$	制备标记化合物
^{32}P	14.26天	$^{32}\text{S}(n, p)^{32}\text{P}$ $^{31}\text{P}(n, \gamma)^{32}\text{P}$	核医学、示踪研究
^{35}S	87.48天	$^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$	示踪研究
^{60}Co	5.27年	$^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Co}$	制备放射源
^{85}Kr	10.73年	(n, f)反应产物	制备放射源
^{90}Sr	28.5年	(n, f)反应产物	制备核电池
^{99}Mo	66.2小时	$^{98}\text{Mo}(n, \gamma)^{99}\text{Mo} \xrightarrow{\beta^-} ^{99\text{m}}\text{Tc}$ (n, f)反应产物	核医学
^{113}Sn	115天	$^{112}\text{Sn}(n, \gamma)^{113}\text{Sn} \xrightarrow{\text{EC}} ^{113\text{m}}\text{In}$	核医学
^{125}I	60天	$^{124}\text{Xe}(n, \gamma)^{125}\text{Xe} \xrightarrow{\text{EC}} ^{125}\text{I}$	制备标记化合物
^{131}I	8.03天	$^{130}\text{Te}(n, \gamma)^{131}\text{Te} \xrightarrow{\beta^-} ^{131}\text{I}$ (n, f)反应产物	核医学、制备标记化合物
^{133}Xe	5.29天	(n, f)反应产物	核医学
^{137}Cs	30.174年	(n, f)反应产物	制备放射源
^{147}Pm	2.623年	(n, f)反应产物	制备放射源
^{204}Tl	3.78年	$^{203}\text{Tl}(n, \gamma)^{204}\text{Tl}$	制备放射源
^{210}Po	138.38天	$^{209}\text{Bi}(n, \gamma)^{210}\text{Bi} \xrightarrow{\beta^-} ^{210}\text{Po}$	制备中子源和放射源
^{233}U	1.585×10^5 年	$^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th} \xrightarrow{\beta^-} ^{233}\text{Pa} \xrightarrow{\beta^-} ^{233}\text{U}$	核燃料
^{238}Pu	87.75年	$^{237}\text{Np}(n, \gamma)^{238}\text{Np} \xrightarrow{\beta^-} ^{238}\text{Pu}$	核电池及放射源

续表

核素	半衰期	核反 应	主要用途
^{239}Pu	2.44×10^4 年	$^{238}\text{U}(n, \gamma)^{239}\text{U} \xrightarrow{\beta^-} ^{239}\text{Pu}$	核燃料
^{241}Am	426.3 年	^{241}Pu 子体 (后处理厂提取)	制备中子源等
^{244}Cm	18.1 年	^{238}U 、 ^{239}Pu 、 ^{243}Am 等多次中子俘获并经 β^- 衰变	制备原子序数更高的超铀元素
^{252}Cf	2.659 年	^{238}U 、 ^{239}Pu 、 ^{244}Cm 等多次中子俘获并经 β^- 衰变	中子源

十四、加速器生产的一些重要放射性核素

核 素	半衰期	主要射线及能量 (MeV)	生产核反应	应 用
^7Be	53 天	$\gamma 0.478$	$^6\text{Li}(d, n)$ $^{10}\text{B}(p, \alpha)$	核物理研究
^{11}C	20.3 分	β^+ $\gamma 0.511$	$^7\text{Li}(p, n)$ $^{11}\text{B}(p, n)$ $^{10}\text{B}(d, n)$ $^{11}\text{B}(d, 2n)$ $^{12}\text{C}(^3\text{He}, \alpha)$ $^{12}\text{C}(p, pn)$	心脏疾病及肺功能评价 (CO) 糖尿病人新陈代谢研究 (葡萄糖/果糖)
^{13}N	10 分	β^+ $\gamma 0.511$	$^{14}\text{N}(p, \alpha)$ $^{12}\text{C}(d, n)$ $^{14}\text{N}(^3\text{He}, \alpha)$	肺功能研究 (氮气或溶液); 心肌研究 (NH_3)
^{15}O	123 秒	β^+ $\gamma 0.511$	$^{16}\text{O}(p, \alpha)$ $^{14}\text{N}(d, n)$ $^{14}\text{N}(^3\text{He}, d)$ $^{16}\text{O}(p, pn)$	脑对氧的利用研究 (O_2); 肺功能研究、器官血流和代谢 (CO_2), 测

续表

核 素	半衰期	主要射线及能量 (MeV)	生产核反应	应 用
^{18}F	109.7分	β^+ $\gamma 0.511$	$^{16}\text{O}(\alpha, d)$ $^{16}\text{O}(\alpha, pn)$ $^{16}\text{O}(\alpha, 2n)$ $^{16}\text{O}(^3\text{He}, n)$ $^{20}\text{Ne}(d, \alpha)$ $^{19}\text{F}(p, pn)$ $^{19}\text{F}(\gamma, n)$	量肺水肿(H_2O) 示踪研究, 牙科 研究, 骨扫描及 骨的血流动研究 (氧化物), 胰扫描 (^{18}F -氨基酸)
^{22}Na	2.6年	β^+ $\gamma 0.511, 1.275$	$^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, n)$ $^{19}\text{F}(\alpha, n)$ $^{24}\text{Mg}(d, \alpha)$ $^{25}\text{Mg}(p, \alpha)$ $^{26}\text{Mg}(p, \alpha n)$	核物理研究
^{24}Mg	21.2小时	β^- $\gamma 0.03, 0.4$ $0.95, 1.35$	$^{26}\text{Mg}(t, p)$ $^{26}\text{Mg}(\alpha, 2p)$ $^{27}\text{Al}(\alpha, 3p)$	生物学示踪
^{43}K	22.4小时	β^- $\gamma 0.37, 0.62$	$^{40}\text{Ar}(\alpha, p)$	K 代谢研究, 冠状血流量测量 (KCl)
^{52}Mn	5.67天	β^+ $\gamma 0.511, 0.74$ $0.94, 1.43$	$^{52}\text{Cr}(p, n)$ $^{52}\text{Cr}(d, 2n)$ $^{54}\text{Fe}(d, \alpha)$	科学研究
^{52}Fe	8.2小时	β^+ $\gamma 0.169, 0.511$	$^{50}\text{Cr}(\alpha, 2n)$ $^{55}\text{Mn}(p, 4n)$ $^{52}\text{Cr}(^3\text{He}, 3n)$	骨髓扫描 (枸 橼酸铁), 红血 球功能测定
^{55}Fe	2.7年	$\gamma 0.006$	$^{56}\text{Fe}(p, pn)$	低能光子源
^{57}Co	270天	$\gamma 0.12$	$\text{Fe}(d, xn)$	穆斯堡尔源
^{67}Zn	9.13小时	β^+	$^{60}\text{Ni}(p, \alpha)$ $^{60}\text{Ni}(\alpha, 2n)$	标记放射性药物 胰腺, 前列腺

续表

核 素	半衰期	主要射线及能量 (MeV)	生产核反应	应 用
^{67}Ga	77.9小时	$\gamma 0.511, 0.59$ $\gamma 0.18, 0.30$	$^{63}\text{Cu}(p, 2n)$ $\text{Zn}(p, xn)$ $\text{Zn}(d, xn)$	扫描(ZnCl_2) 软组织肿瘤扫描 (枸橼酸铈)
^{68}Ga	68分	β^+ $\gamma 0.511, 1.078$	^{68}Ge 子体 $^{65}\text{Cu}(\alpha, n)$ $^{68}\text{Zn}(p, n)$ $^{67}\text{Zn}(d, n)$	肿瘤诊断, 测 局部血流速度
^{68}Ge	280天	$\gamma 0.0092$	$^{69}\text{Ga}(p, 2n)$ $^{66}\text{Zn}(\alpha, 2n)$ $^{68}\text{Ga}(p, 2n)$	^{68}Ga 发生器
$^{77\text{m}}\text{Se}$	17.5秒	$\gamma 0.161$	^{77}Br 子体	胰脏扫描, 代替 ^{75}Se
^{75}Br	95.5分	β^+ $\gamma 0.286, 0.511$	$^{74}\text{Se}(d, n)$ $^{74}\text{Se}(p, \gamma)$	心肌及胰腺显像, 研究脑中多巴胺受
^{77}Br	57小时	$\gamma 0.24, 0.52$	$^{75}\text{As}(\alpha, 2n)$ ^{77}Kr 子体	体电介液平衡测 量, 皮肤和肌肉血 流量研究(NaBr)
^{77}Kr	1.19小时	β^+ $\gamma 0.0242, 0.13$ $0.149, 0.665$	$^{76}\text{Se}(\alpha, 3n)$ $^{79}\text{Br}(p, 3n)$	
$^{82\text{m}}\text{Kr}$	13秒	$\gamma 0.19$	^{81}Rb 子体	局部换气测量(气 体), 心肌和大脑 血流量研究(水 溶液)
$^{85\text{m}}\text{Kr}$	4.48小时	β^- $\gamma 0.15$	$^{84}\text{Kr}(d, p)$	区脑灌注(气体)
^{81}Rb	4.7小时	β^+ $\gamma 0.25, 0.45$ $0.511, 1.10$	$^{81}\text{Br}(^3\text{He}, 3n)$ $^{79}\text{Br}(\alpha, 2n)$	脾扫描和血流量 研究(RbCl)

续表

核 素	半衰期	主要射线及能量 (MeV)	生产核反应	应 用
^{82}Rb	1.25分	β^+ $\gamma 0.511, 0.777$	^{82}Sr 子体	心肌照相, PECT心肌灌注 显像
$^{82\text{m}}\text{Rb}$	6.3小时	β^+ $\gamma 0.511, 0.554$ $0.777, 0.619$	$^{81}\text{Br}(^3\text{He}, 2n)$ $^{79}\text{Br}(\alpha, n)$ $^{82}\text{Kr}(d, 2n)$	
^{83}Rb	86.3天	$\gamma 0.53$	$\text{Kr}(p, xn)$	
^{82}Sr	25天		Mo(散裂反应)	^{82}Rb 发生器
^{83}Sr	65天	$\gamma 0.51$	$^{85}\text{Rb}(p, n)$ $^{85}\text{Rb}(d, 2n)$	
$^{87\text{m}}\text{Sr}$	2.83小时	$\gamma 0.39$	^{87}Y 子体 $^{87}\text{Rb}(p, n)$	骨扫描
^{87}Y	80.3小时	$\gamma 0.485$	$^{85}\text{Rb}(\alpha, 2n)$ $\text{Sr}(p, xn)$ $\text{Sr}(d, xn)$	$^{87\text{m}}\text{Sr}$ 发生器
^{88}Y	106.6天	β^+ $\gamma 0.014-0.016$ $0.511, 0.898,$ 1.836	$^{88}\text{Sr}(p, n)$ $^{88}\text{Sr}(d, 2n)$ $^{88}\text{Sr}(p, n)$	
^{109}Cd	453天	$\gamma 0.088$ $0.022-0.025$	$^{109}\text{Ag}(p, n)$ $^{109}\text{Ag}(d, 2n)$	γ 标准源
^{111}In	2.83天	$\gamma 0.171, 0.245$	$\text{Cd}(p, xn)$ $^{111}\text{Cd}(p, n)$ $^{112}\text{Cd}(p, 2n)$ $^{109}\text{Ag}(\alpha, 2n)$	骨髓扫描(氯化物), 小脑显像(标记DTPA), 软组织肿瘤扫描(标记博莱霉素)
$^{117\text{m}}\text{Sn}$	14天	$\gamma 0.158$	$^{114}\text{Cd}(\alpha, n)$	
^{117}Sb	2.8小时	β^+ $\gamma 0.158, 0.511$	$^{115}\text{In}(\alpha, 2n)$	骨显像 标记酒石酸锑钾
^{123}I	13.2小时	$\gamma 0.159$	$^{121}\text{Sb}(\alpha, 2n)$	甲状腺功能研

续表

核 素	半衰期	主要射线及能量 (MeV)	生产核反应	应 用
^{123}Xe	2.08小时	β^+ γ 0.511, 0.149	$^{121}\text{Sb}(^3\text{He}, n)$ $^{122}\text{Te}(d, n)$ $^{123}\text{Te}(p, n)$ $^{124}\text{Te}(p, 2n)$ ^{123}Xe 子体 $^{127}\text{I}(p, 5n)$ $^{127}\text{I}(d, 6n)$ $^{122}\text{Te}(\alpha, 3n)$ $^{122}\text{Te}(^3\text{He}, 2n)$ $^{123}\text{Te}(^3\text{He}, 3n)$ $^{124}\text{Te}(^3\text{He}, 4n)$	究(碘化物), 制备标记化合物
^{127}Xe	36.4天	γ 0.172, 0.203, 0.375	$^{127}\text{L}(p, n)$ $^{127}\text{L}(d, 2n)$ $^{133}\text{Cs}(p, 2p, 5n)$	肺灌注和换气, 血流测定
^{127}Cs	6.2小时	β^+ γ 0.125, 0.406, 0.511	$^{127}\text{I}(^3\text{He}, 3n)$ $^{127}\text{I}(\alpha, 4n)$	
^{128}Cs	3.8分	β^+ γ 0.441, 0.511	^{128}Ba 子体	心肌扫描
^{129}Cs	32.1小时	γ 0.375, 0.461	^{129}Ba 子体 $^{127}\text{I}(\alpha, 2n)$	血流量和视觉障碍研究(CsCl), 胃清洗测量
^{128}Ba	2.4天	γ 0.134, 0.278	$\text{Sb}(^{11}\text{B}, xn)$	骨扫描
$^{133\text{m}}\text{Ba}$	38.9小时	γ 0.276	$^{133}\text{Cs}(p, n)$	
^{139}Ce	137天	γ 0.166	$^{139}\text{La}(p, n)$ $^{139}\text{La}(d, 2n)$	γ 标准源
^{157}Dy	8.2小时	γ 0.326	$^{159}\text{Tb}(p, 3n)$ $^{154}\text{Gd}(\alpha, n)$ $^{155}\text{Gd}(\alpha, 2n)$	骨和骨髓显像

续表

核 素	半衰期	主要射线及能量 (MeV)	生产核反应	应 用
^{167}Tm	9.25天	γ 0.208	$^{167}\text{Er}(p,n)$ $^{165}\text{Ho}(\alpha,2n)$	骨扫描, 肿瘤 扫描
$^{197\text{m}}\text{Hg}$	24小时	γ 0.134	$^{197}\text{Au}(p,n)$ $^{197}\text{Au}(d,2n)$	肿瘤扫描 示踪研究
^{197}Hg	64.4小时	γ 0.077, 0.192	$^{197}\text{Au}(p,n)$ $^{197}\text{Au}(d,2n)$	
^{199}Tl	7.4小时	γ 0.208, 0.455	$^{197}\text{Au}(\alpha,2n)$ $^{199}\text{Hg}(d,2n)$	
^{201}Tl	73.5小时	γ 0.167, 0.135	$\text{Hg}(d,xn)$ ^{201}Pb 子体 $^{201}\text{Hg}(p,n)$	心肌灌注显像, 肿瘤定位, 肾髓 质检查
^{201}Pb	9.4小时	γ 0.331—1.40	$^{203}\text{Tl}(p,3n)$ $^{203}\text{Tl}(d,4n)$	制备 ^{201}Tl
^{203}Pb	52.1小时	γ 0.279, 0.401	$^{203}\text{Tl}(d,2n)$ $^{203}\text{Tl}(p,n)$	代谢研究, 红 细胞研究, 环境 污染示踪
^{203}Bi	11.8小时	γ 0.82, 1.52, 1.87	$^{203}\text{Tl}(^3\text{He},3n)$ $^{206}\text{Pb}(p,4n)$	
^{204}Bi	11.2小时	γ 0.889—1.21	$^{206}\text{Pb}(p,3n)$ $^{203}\text{Tl}(\alpha,3n)$	
^{237}Pu	45.5天	γ 0.060	$^{235}\text{U}(\alpha,2n)$ $^{237}\text{Np}(d,2n)$	核医学

* 选自放射性核素概论, 卢王楷、马崇智、姚历农、金小海, 科学出版社(1987)。

主要参考书目

- [1] 褚圣麟, 原子物理学, 人民教育出版社, (1979)。
- [2] 杨福家, 原子物理学, 上海科学技术出版社 (1985)。
- [3] H.Haken and H.C Wolf, Atomic and Quantum Physics, Translated by W.D.Brewer, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1984)。
- [4] B.Cagnac, J-C.Pebay-Peyroula, Modern Atomic Physics, 中译本, 近代原子物理学, 上、下册, 科学出版社, (1982)。
- [5] A.Corney, Atomic & Laser Spectroscopy, 中译文, 原子光谱学和激光光谱学, 科学出版社, (1984)。
- [6] M.R.Wehr, J.A.Richards and T.W. Adair, Physics of the Atom, 3rd edition, Addison-Wesley Publishing Company (1978)。
- [7] 曾谨言, 量子力学, 上、下册, 科学出版社, (1986)。
- [8] 周世勋, 量子力学, 上海科学技术出版社, (1961)。
- [9] P.A.M.Dirac, The Principles of Quantum Mechanics, 3rd edition, Oxford University Press, (1947), 4th edition, Oxford, Clarendon Press, (1958)。
- [10] H.Clark, A First Course in Quantum Mechanics, Nortrand Reinhold Company Ltd., (1982)。
- [11] E.Ségre, Nuclei and Particles, 2nd edition, W.A.Benjamin Inc., (1977)。
- [12] M.A.Preston, Physics of the Nucleus, Addison-Welsley Publishing Comp.Inc., (1975)。
- [13] A.Bohr and B.R.Mottelson, Nuclear structure, W.A.Benjamin Inc., vol.I (1969) and vol. II (1975)。
- [14] M.A.Preston and R.K. Bhaduri, Structure of the Nucleus,

- Addison-Wesley Publishing Comp.Inc.,(1975).
- [15] S.Siegbahn,Alpha-Beta-and Gamma-Ray Spectroscopy,North-Holland,Amsterdam,(1965).
 - [16] 梅镇岳,原子核物理学,科学出版社,(1961)。
 - [17] 卢希庭主编,原子核物理,原子能出版社(1981)。
 - [18] G.R.Satchler,Introduction to Nuclear Reaction,The Macmillan Press LTD(1980).
 - [19] H.Frauenfelder, E.M.Henley, Subatomic Physics, Prentice-Hall,(1974).
 - [20] L.Volentin, Nuclei and Particles, North-Holland Publishing Company,(1981).
 - [21] R.Vandenbosch,J.Huizenga,Nuclear Fission, Academic Press (1973).
 - [22] 褚圣麟,原子核物理学导论,第二版,高教出版社(1987)。
 - [23] 复旦大学,清华大学,北京大学,原子核物理实验方法,上、下册,原子能出版社(1981)。
 - [24] 卢玉楷,马崇智,姚历农,金小海,放射性核素概论,科学出版社(1987)。
 - [25] 张朝汉,方承炜,何有余,低能加速器的应用,机械工业出版社(1985)。
 - [26] 杨福家,赵国庆主编,离子束分析,复旦大学出版社(1985)。
 - [27] W.Scharf, Particle Accelerators and Their Uses, Parts I, II, English Edition, Translated from the Russian by E. Lepa,Harwood Academic Publishers GmbH(1986).
 - [28] H.J.Gray and Alan Isaacs, A New Dictionary of Physics, Longman,2nd edition,(1975).
 - [29] 王云五,林尔康等编,中山自然科学大辞典,第四册,物理学,台湾商务印书馆,(1973)。
 - [30] 物理学词典,分子与原子物理学分册,汪镇藩,张素德,姜国涓编,科学出版社(1984)。
 - [31] 王竹溪,朱洪元等主编,中国大百科全书,物理学 I、II 卷,中

- 国大百科全书出版社, (1987)。
- [32] 沈乃澂编译, 1986 年基本物理常数国际推荐值, 科学出版社, (1987)。
- [33] R.L.Weber, Edited by J.M.A.Lenihan, *Pioneers of Science-Nobel Prize Winners in Physics*, 中译文, 诺贝尔物理学奖获得者, 上海翻译出版公司, (1985)。
- [34] 吴芝兰, 郑钦贵, 诺贝尔物理学奖金获得者, 福建教育出版社 (1983)。
- [35] 曾少潜主编, 世界著名科学家简介, 科学技术文献出版社, (1981)。
- [36] *Dictionary of Scientific Biography*, C.C.Gillispie Editor in chief, Charles Scribner's Sons, New York, (1970—1981)。
- [37] 简明不列颠百科全书, 姜椿芳总编辑, 中国大百科全书出版社, (1985)。
- [38] G.Gamow 著, 高士圻译, 物理学发展史, 商务印书馆, (1981)。

英文索引

- absorption and emission of light (143)
- absorption edge (75)
- abundance (160)
- alkali metal atom (42)
- allowable transition (71)
- angular correlation of γ rays (190)
- angular distribution (256)
- angular distribution of energy (253)
- anomalous Zeeman effect (90)
- anti-commutative operator (110)
- anti-particle (302)
- anti-symmetric wave function (117)
- artificial radioactive element (15)
- atom (1)
- atomic absorption coefficient (77)
- atomic absorption spectrum (47)
- atomic attenuation coefficient (77)
- atomic constant (4)
- atomic clock (84)
- atomic emission spectrum (47)
- atomic frequency (7)
- atomic frequency standard (84)
- atomic kernel (12)
- atomic lifetime of excited state (70)
- atomic mass (5)
- atomic mass number (5)
- atomic mass unit (5)
- atomic model (19)

atomic nuclear structure model (20)
atomic number (4)
atomic physics (1)
atomic planetary model (23)
atomic radius (6)
atomic scattering coefficient (77)
atomic shell model (35)
atomic size (6)
atomic spectrum (47)
atomic spectrum of alkali metal (62)
atomic spectrum of helium (67)
atomic spectrum of hydrogen (50)
atomic state (37)
atomic unit (7)
atomic volume (6)
atomic weight (5)
Auger effect (77)
Auger electron (78)
auto-ionization (230)
average neutron number (275)

back bending (243)
Balmer formula (56)
Balmer series (56)
baryon (298)
baryon number (301)
BCS theory of nuclear structure (227)
Bergman series (65)
black-body radiation (96)
body-fixed coordinate system (238)
Bohr atom (18)
Bohr atomic model (23)

Bohr magneton (87)
 Bohr orbit (26)
 Bohr postulates (23)
 Bohr radius (26)
 Bohr frequency condition (23)
 Bohr-Sommerfeld theory (30)
 Bohr theory (24)
 Bosons (117)
 Brackett series (57)
 branching ratio of decays (164)
 Breit-Wigner single-level formula (264)
 bremsstrahlung spectrum (72)

 central force field (128)
 central force and noncentral force (197)
 chain reaction (278)
 characteristic spectrum (73)
 charge independence of nuclear force (201)
 classical approximation of heavy ion reaction (281)
 closed shell (35)
 collective motion of nucleus (233)
 collective rotation of nucleus (234)
 collective vibrations of nucleus (244)
 collision broadening (83)
 collision ionization by electrons (29)
 commutative operator (110)
 compatibility principle (106)
 complementation principle (106)
 complete fusion reaction (284)
 complete sets of mechanical quantities (118)
 complex conjugate operator (112)
 compound nuclear reaction (263)

composite doublet (70)
composite triplet (70)
Compton effect (79)
Compton recoil electron (79)
Compton scattering (79)
Compton shift (81)
Compton wavelength (81)
configuration of nucleus (223)
conservation quantity (116)
conservative laws in nuclear reaction (250)
constant perturbation (141)
continuum decay (167)
controlled fusion reaction (280)
correspondence principle (27)
Coulomb field (131)
critical potential (27)
cross section of complete fusion (284)
cross section of heavy ion reaction (283)

de Broglie wave (105)
decay constant (163)
decay scheme (164)
deeply inelastic collision (287)
deformation parameter (235)
deformed nucleus (232)
degeneracy (33)
degenerate perturbation theory (137)
degeneration of space (33)
deuterium (13)
deuterioxide (13)
differential cross section (21)
differensical cross section of nuclear reaction (255)

diffuse series (64)
Dirac's symbols (121)
direct reaction (265)
Doppler broadening (82)
doublet (69)

effective charge number (43)
effective cross section (21)
effective magnetic moment (86)
effective quantum number (43)
eigenvalue and eigenfunction of operators (112)
Einstein's photoelectric equation (99)
electric quadrupole moment of nucleus (156)
electron (8)
electron classical radius (9)
electron configuration (37)
electron-positron pair annihilation (19)
electron-positron pair production (10)
electron shell (35)
electron spin (34)
electronic cloud (33)
electronic state (37)
elementary particles (293)
energy level (31)
energy level diagram (31)
equivalent electron (42)
even even nuclei (229)
exchange force (199)
excitation function (261)
excitation potential (27)
excitation state (28)
excited state (28)

·excited states of single particle (hole) (231)

·exotic atom (18)

·expectation value (113)

·experimental Q-value (252)

Fermi gas model (213)

Fermi golden rule (141)

Fermi particles (117)

Fermi surface (231)

fine structure (49)

fine structure constant (49)

fine structure of atomic spectrum of alkali metal (66)

·fine structure of atomic spectrum of hydrogen (52)

first excitation potential (27)

first subordinate series (64)

fission barrier (271)

fission liquid drop model (276)

flavour and colour of particle (304)

forbidden factor of α decay (178)

forbidden transition (144)

formula of binding energy (153)

fragments and products from fission (272)

free electron (10)

fundamental series (65)

·fusion reaction (278)

g-factor (86)

Glas-Mosel model (285)

good quantum numbers (118)

ground state (28)

gyromagnetic ratio (90)

gyromagnetic ratio of nucleus (155)

hadron (298)
 hadronic atom (18)
 half lifetime (163)
 Hartree-Fock theory (45)
 Hartree theory (13)
 heavy hydrogen (279)
 heavy ion induced nuclear reaction (280)
 heavy water (59)
 Hansen-Strong series (59)
 Heisenberg representation (picture) (121)
 helium atom (14)
 Hermitian operator (111)
 Hermitian conjugate operator (112)
 high energy physics (292)
 high spin states (243)
 Humphreys series (59)
 Hund's rule (41)
 hydrogen atom (12)
 hydrogen atom theory of Bohr (24)
 hyperfine structure (50)
 hyperfine structure of atomic spectrum of hydrogen (53)
 hyperon (300)

 indistinguishability of identical particles (45)
 induced fission (270)
 interacting boson model (248)
 interaction classification (292)
 internal conversion (188)
 internal conversion coefficient (189)
 intrinsic electric quadrupole moment (156)
 ionization of atoms (29)
 ionization potential (27)

isobar (161)
isobaric analog states (203)
isomer (161)
isomeric state (161)
isospin (isotopic spin) (158)
isospin space (159)
isotone (161)
isotope (160)

 J/ψ particle (298)
jj coupling (38)

K meson (296)
Kurie plote (184)

laboratory system and center mass system (256)
Lamb shift (54)
Lande factor (86)
Lande interval rule (41)
Larmor frequency (90)
Larmor precession (90)
lepton (294)
leptonic atom (18)
lepton number (301)
life time of compound nuclei (264)
light quantum (101)
linear operator (111)
line spectrum (48)
liquid drop model of nucleus (212)
LS coupling (38)
Lyman series (57)

magic numbers (217)

one-dimensional stationary state (123)
 one-electron atom (13)
 one pion exchange potential (209)
 operator (110)
 operator representation of mechanical quantities (113)
 optical model (267)
 orbit magnetic moment of electron (85)
 orthohelium (14)
 orthohydrogen (14)

 pair correlation (225)
 pair coupling (41)
 pair energy (226)
 parahelium (14)
 parahydrogen (14)
 parity (116)
 partial and total cross sections (255)
 particle physics (292)
 Paschen-Back effect (93)
 Paschen series (57)
 Pauli's exclusion principle (32)
 Penning ionization (29)
 penetrating orbit (43)
 periodic law (11)
 periodic perturbation (142)
 periodic table of elements (11)
 perturbation theory (135)
 phenomenological nuclear force (206)
 phonon in nucleus (245)
 photoelectric effect (99)
 photo ionization (29)
 photon (293)

Phund series (59)
Pickering series (61)
pion (296)
Planck constant h (98)
Planck-Einstein's relation (102)
Planck's postulate (98)
Planck's formula (98)
polarization of atomic kernel (43)
polarization of the core (233)
positron (10)
positronium (17)
pressure broadening (83)
principle of detailed balance (263)
principal series (62)
probability of β decay (180)
probability of γ transition (187)
probability wave (107)
proton (298)

quantum chromodynamics (305)
quantum defect (43)
quantum mechanics (102)
quantum mechanics of the hydrogen atom (132)
quantum numbers (118)
quantum theory (95)
quark (303)
Q value of α decay (174)
Q value of β decay (181)

radioactive activity (171)
radioactive dating (193)
radioactive element (15)

radioactive series (166)
radioactivity (162)
radioactivity balance (169)
range of α particle (173)
range of β particle (183)
range and strength of nuclear force (196)
Rayleigh-Jeans formula (97)
reduced mass (16)
representation (119)
repulsive core of nuclear force (204)
resonance (300)
resonance fluorescence (48)
resonance line (54)
resonance potential (27)
Ritz combination principle (55)
Röntgen ray (14)
rotational bands (240)
rotational degrees of freedom for nuclei (236)
rotational levels (236)
Rutherford scattering formula (22)
Rydberg atom (16)
Rydberg constant (59)

saturation of nuclear force (201)
scattering cross-section (146)
scattering theory (144)
Schrödinger equation (114)
Schrödinger representation (picture) (121)
screening constant (44)
second subordinate series (65)
selection rule (71)
self-consistent field approximation (45)

series limit (56)
sharp series (65)
shell effects (218)
shell model of nucleus (217)
simultaneous eigenfunctions (118)
singlet (69)
some features of heavy ion reaction (282)
sorts of heavy ion reaction (280)
space quantization (32)
spectral term (55)
spectrum of β decay (182)
spectrum of hydrogen-like ion (60)
spherical nuclei (223)
spin magnetic moment of electron (85)
spin-orbit coupling force (204)
spin-orbit interaction (88)
spin-orbit interaction energy (88)
spontaneous fission (268)
stable island of superheavy nuclei (225)
Stark effect (83)
stationary state (28)
statistical interpretation for quantum mechanics (107)
strangeness (301)
strange particle (301)
straton model (304)
supermultiplet (70)
superposition principle of states (106)
symmetric wave function (117)

Thomas precession (89)
Thomson atomic model (20)
Thomson scattering (81)

threshold energy (254)
time-independent Schrödinger equation (115)
time-dependent perturbation theory (139)
total cross-section (146)
total kinetic energy of fragments (274)
transformation of representations (120)
transformations between L and C systems (257)
transition (140)
transition matrix (140)
transition probability (140)
transition rules (144)
transpositive complex-conjugate operator (112)
transpositive operator (111)
transuranium elements (288)
triplet (69)
tunnel effect (126)
types of direct reaction (266)
types of nuclear reaction (250)

uncertainty principle (105)
uncertainty relation (105)
unified model of nucleus (247)
unitary transformation (120)
valence electron (10)
vector model of atom (38)
vibration of deformed nucleus (245)

wave function (107)
wave mechanics (103)
wave packet (109)
wave-particle duality for light (102)
X-ray (14)

X-ray absorption spectrum (75)

X-ray emission spectrum (72)

X-ray spectrum (72)

yield of nuclear reaction (261)

yield of reaction induced by charged particle (261)

yield of reaction induced by neutron (262)

yrast states (243)

Zeeman effect (90)

α decay (171)

α emission (176)

α particle (173)

α ray (171)

β decay (178)

β particle (183)

γ decay (185)

γ transition (185)

γ radiation (186)

γ ray (186)