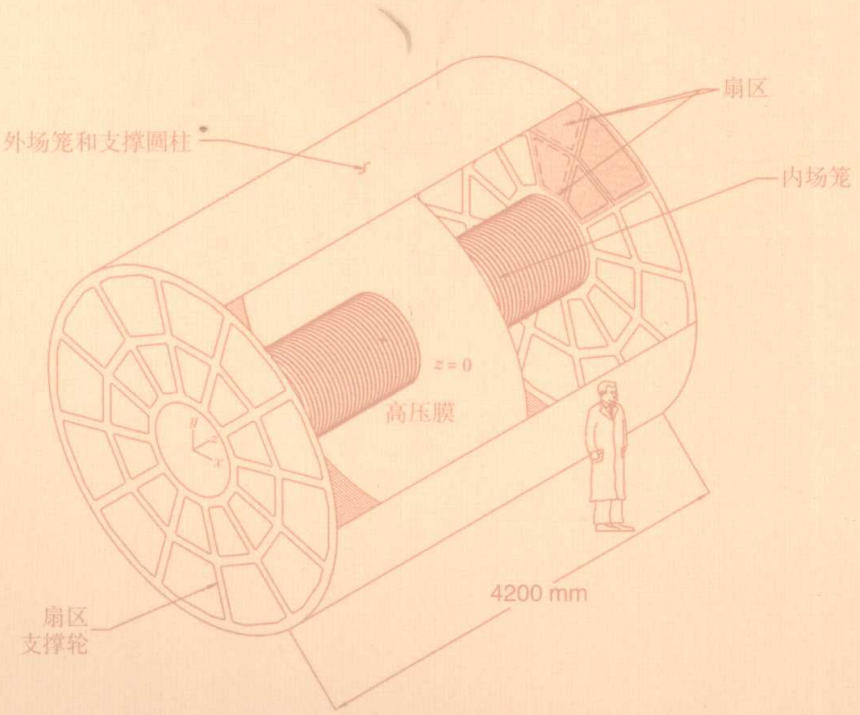
“十一五”国家重点图书 中国科学技术大学精品教材

粒子探测技术

汪晓莲 李 澄 邵 明 陈宏芳 编



中国科学技术大学出版社

中国科学技术大学精品教材

粒子探测技术

LIZI TANCE JISHU

汪晓莲　李　澄　邵　明　陈宏芳　编

中国科学技术大学出版社

内 容 简 介

本书是物理类本科生专业基础选修课及核与粒子物理学科研究生学位课程的教材，主要介绍微观粒子和辐射与物质相互作用的物理机制，粒子和辐射的探测原理，主要类型粒子探测器的工作原理、构造、性能和应用，并在附录中介绍了辐射和辐射防护的基本知识及常用放射性核素的特性。

图书在版编目(CIP)数据

粒子探测技术/陈宏芳等编. —合肥：中国科学技术大学出版社，2009.6
(中国科学技术大学精品教材)
“十一五”国家重点图书
ISBN 978-7-312-02299-9

Ⅰ. 粒… Ⅱ. 陈… Ⅲ. 粒子探测—高等学校—教材 Ⅳ. 0572.21

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2008)第 168083 号

中国科学技术大学出版社出版发行
安徽省合肥市金寨路 96 号，230026
http://press.ustc.edu.cn
安徽辉隆农资集团瑞隆印务有限公司印刷
全国新华书店经销

开本：710×960 1/16 印张：27.5 插页：2 字数：524 千
2009 年 6 月第 1 版 2009 年 6 月第 1 次印刷
印数：1—3000 册
定价：45.00 元

总　序

2008年是中国科学技术大学建校五十周年。为了反映五十年来办学理念和特色，集中展示教材建设的成果，学校决定组织编写出版代表中国科学技术大学教学水平的精品教材系列。在各方的共同努力下，共组织选题281种，经过多轮、严格的评审，最后确定50种入选精品教材系列。

1958年学校成立之时，教员大部分都来自中国科学院的各个研究所。作为各个研究所的科研人员，他们到学校后保持了教学的同时又作研究的传统。同时，根据“全院办校，所系结合”的原则，科学院各个研究所在科研第一线工作的杰出科学家也参与学校的教学，为本科生授课，将最新的科研成果融入到教学中。五十年来，外界环境和内在条件都发生了很大变化，但学校以教学为主、教学与科研相结合的方针没有变。正因为坚持了科学与技术相结合、理论与实践相结合、教学与科研相结合的方针，并形成了优良的传统，才培养出了一批又一批高质量的人才。

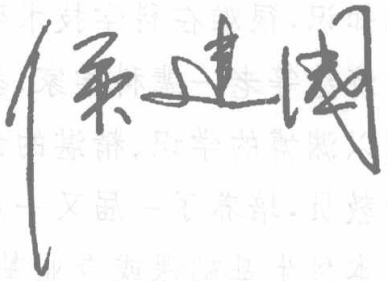
学校非常重视基础课和专业基础课教学的传统，也是她特别成功的原因之一。当今社会，科技发展突飞猛进、科技成果日新月异，没有扎实的基础知识，很难在科学技术研究中作出重大贡献。建校之初，华罗庚、吴有训、严济慈等老一辈科学家、教育家就身体力行，亲自为本科生讲授基础课。他们以渊博的学识、精湛的讲课艺术、高尚的师德，带出一批又一批杰出的年轻教员，培养了一届又一届优秀学生。这次入选校庆精品教材的绝大部分是本科生基础课或专业基础课的教材，其作者大多直接或间接受到过这些老一辈科学家、教育家的教诲和影响，因此在教材中也贯穿着这些先辈的教育教学理念与科学探索精神。

改革开放之初，学校最先选派青年骨干教师赴西方国家交流、学习，他

们在带回先进科学技术的同时，也把西方先进的教育理念、教学方法、教学内容等带回到中国科学技术大学，并以极大的热情进行教学实践，使“科学与技术相结合、理论与实践相结合、教学与科研相结合”的方针得到进一步深化，取得了非常好的效果，培养的学生得到全社会的认可。这些教学改革影响深远，直到今天仍然受到学生的欢迎，并辐射到其他高校。在入选的精品教材中，这种理念与尝试也都有充分的体现。

中国科学技术大学自建校以来就形成的又一传统是根据学生的特点，用创新的精神编写教材。五十年来，进入我校学习的都是基础扎实、学业优秀、求知欲强、勇于探索和追求的学生，针对他们的具体情况编写教材，才能更加有利于培养他们的创新精神。教师们坚持教学与科研的结合，根据自己的科研体会，借鉴目前国外相关专业有关课程的经验，注意理论与实际应用的结合，基础知识与最新发展的结合，课堂教学与课外实践的结合，精心组织材料、认真编写教材，使学生在掌握扎实的理论基础的同时，了解最新的研究方法，掌握实际应用的技术。

这次入选的50种精品教材，既是教学一线教师长期教学积累的成果，也是学校五十年教学传统的体现，反映了中国科学技术大学的教学理念、教学特色和教学改革成果。该系列精品教材的出版，既是向学校五十周年校庆的献礼，也是对那些在学校发展历史中留下宝贵财富的老一代科学家、教育家的最好纪念。



2008年8月

前　言

探索物质的基本构成及粒子间的相互作用一直是物理学研究的前沿。物理学家利用离子或粒子加速器来产生一定能量的粒子束，并使粒子束和靶粒子碰撞，用各种粒子探测器测量碰撞的反应产物。各种反应产物可以是带电粒子，不带电的中性粒子以及电磁辐射的场量子。如何精确地探测这些粒子的产额和分布是粒子物理和核物理研究的重要课题之一。探测技术和方法的研究和发展，导致了物理学中许多的重大发现。它不仅在粒子物理和核物理，而且在医学物理、天文物理、考古和地质勘探等学科有广泛的应用。

《粒子探测技术》是中国科学技术大学理学院物理类本科生专业基础选修课及核与粒子物理学科研究生学位课程的教材。本书主要介绍微观粒子和辐射与物质相互作用的物理机制，粒子和辐射的探测原理，主要类型粒子探测器的工作原理、构造、性能和应用。附录中有辐射和辐射防护的基本知识和常用放射性核素的特性。

随着电子技术的发展，在实际应用中大量使用的是电子记录的探测仪器。早期基于照相和显微扫描技术一些径迹探测器，如云雾室、气泡室，尽管它们在粒子物理发展中的一些重大发现起了关键作用，但现在已很少应用。进入21世纪，为了适应原子核物理和粒子物理的实验规模和测量精度的要求，粒子和辐射探测在技术和方法上出现了很多新的研究成果。本书作者在中国科学技术大学长期讲授“粒子探测技术”和“粒子物理实验方法”课程，并长期从事在原子核和粒子物理实验研究及粒子和辐射探测器的研制和应用研究。在中国科学技术大学徐克尊等编的《粒子探测技术》(1981年上海科学技术出版社出版)的基础上对原书进行了

较大的改编和删节，并增添了一些新的内容，主要是一些精密粒子径迹探测器，如微电极气体探测器、像素半导体探测器、闪烁光纤等。在探测器应用方面，除了介绍高能物理实验中的应用外还增加了在医学、空间物理方面的应用举例。为加深学生的理解和便于查阅，教材中附有相关的习题和名词索引。

全书分8章，由陈宏芳负责组织，邵明编写第1～3章，李澄编写第4章，汪晓莲编写第5～8章。由于编者的学识有限及编写时间比较仓促，书中难免有不少错误，欢迎读者批评指正。

目　　次

总序 …… (ⅰ)
前言 …… (ⅲ)
第 1 章　粒子简介 …… (1)
1.1　构成世界的基本粒子 …… (2)
1.2　粒子的分类 …… (4)
1.3　粒子的寿命 …… (7)
1.4　重离子 …… (10)
参考文献 …… (10)
习题 …… (11)
第 2 章　粒子探测的物理基础 …… (12)
2.1　带电粒子和物质的相互作用 …… (12)
2.1.1　电离和激发能量损失 …… (14)
2.1.2　多次散射 …… (25)
2.1.3　辐射能量损失 …… (26)
2.1.4　切伦科夫辐射 …… (31)
2.1.5　穿越辐射 …… (33)
2.1.6　电磁相互作用引起的能量损失 …… (35)
2.2　光子和物质的相互作用 …… (42)
2.2.1　光电效应 …… (43)
2.2.2　康普顿效应 …… (44)
2.2.3　对产生 …… (46)
2.2.4　光子总截面 …… (48)
2.2.5　电磁簇射 …… (49)
2.3　强子和物质的强相互作用 …… (51)
2.3.1　强相互作用简介 …… (51)
2.3.2　中子与物质的相互作用 …… (54)

参考文献 …… (58)
习题 …… (61)
第 3 章　粒子探测中的统计规律 …… (63)
3.1　误差基本概念 …… (63)
3.1.1　误差介绍 …… (63)
3.1.2　有效数字 …… (66)
3.1.3　粒子探测中的统计误差 …… (67)
3.1.4　算术平均值和真实值 …… (68)
3.2　统计分布 …… (70)
3.2.1　二项式分布 …… (71)
3.2.2　泊松分布 …… (71)
3.2.3　高斯分布 …… (72)
3.3　统计误差 …… (73)
3.3.1　标准误差 …… (74)
3.3.2　标准误差的物理意义 …… (76)
3.3.3　计数的统计误差 …… (76)
3.3.4　误差演算公式 …… (78)
3.3.5　非等精度测量 …… (80)
3.4　测量数据的审查 …… (81)
3.5　计数时间或源强的选择 …… (83)
3.6　电离过程中的统计涨落和能量分辨率 …… (84)
3.6.1　能量分辨率 …… (84)
3.6.2　法诺因子修正 …… (86)
参考文献 …… (89)
习题 …… (90)
第 4 章　气体探测器 …… (93)
4.1　气体探测器的测量原理 …… (95)
4.1.1　带电粒子在气体中的能量损失和统计规律 …… (95)
4.1.2　产生电子-离子对的能量 …… (97)
4.1.3　电子和离子在气体中的运动 …… (100)
4.1.4　电荷收集过程和工作模式 …… (107)
4.2　三种基本的气体探测器 …… (108)
4.2.1　电离室 …… (109)

4.2.2 正比计数器 …… (116)
4.2.3 G-M计数器 …… (126)
4.3 气体多丝室 …… (131)
4.3.1 多丝正比室 …… (131)
4.3.2 多丝漂移室 …… (142)
4.3.3 时间投影室 …… (152)
4.4 平行板电极型气体探测器 …… (156)
4.4.1 火花室和平行板室 …… (156)
4.4.2 电阻板室和多气隙电阻板 …… (160)
4.5 微电极型气体探测器 …… (170)
4.5.1 微电极气体探测器的工作原理和特性 …… (171)
4.5.2 微电极气体探测器的性能参数 …… (175)
4.5.3 微电极型气体探测器的应用 …… (179)
4.5.4 气体探测器的工作寿命 …… (181)
参考文献 …… (182)
习题 …… (185)
第5章 半导体探测器 …… (188)
5.1 半导体探测器的工作原理 …… (188)
5.1.1 半导体的基本知识 …… (188)
5.1.2 PN结 …… (193)
5.1.3 半导体探测器的工作原理 …… (195)
5.2 半导体探测器的种类 …… (197)
5.2.1 PN结型半导体探测器 …… (197)
5.2.2 锂漂移型半导体探测器 …… (199)
5.2.3 高纯锗半导体探测器 …… (201)
5.2.4 全耗尽型半导体探测器 …… (202)
5.2.5 化合物半导体探测器 …… (203)
5.2.6 特殊类型的半导体探测器 …… (206)
5.3 径迹测量的半导体探测器 …… (208)
5.3.1 硅微条探测器 …… (208)
5.3.2 电荷耦合器件 …… (211)
5.3.3 硅像素探测器 …… (212)
5.3.4 硅漂移探测器 …… (213)

5.4 半导体探测器的主要参数 …… (214)
5.4.1 窗厚 …… (214)
5.4.2 灵敏区厚度 …… (215)
5.4.3 结电容 …… (216)
5.4.4 正反向电流特性 …… (217)
5.4.5 能量分辨率和线性 …… (218)
5.4.6 位置分辨 …… (221)
5.4.7 脉冲波形和上升时间 …… (221)
5.4.8 辐照效应 …… (222)
5.4.9 信号读出与电荷灵敏放大器 …… (222)
5.5 半导体探测器的应用 …… (224)
5.5.1 在高能物理中的应用 …… (224)
5.5.2 在空间物理和宇宙线实验中的应用 …… (226)
5.5.3 在核医学中的应用 …… (227)
参考文献 …… (228)
思考题 …… (229)
习题 …… (230)
第 6 章 闪烁探测器 …… (232)
6.1 闪烁探测器的组成和工作原理 …… (232)
6.2 闪烁体 …… (234)
6.2.1 闪烁体的基本特性 …… (234)
6.2.2 无机闪烁体 …… (241)
6.2.3 有机闪烁体 …… (245)
6.2.4 气体闪烁体 …… (249)
6.3 光电倍增管 …… (250)
6.3.1 基本原理和构造 …… (250)
6.3.2 光电倍增管类型 …… (252)
6.3.3 主要参量和特性 …… (259)
6.3.4 高压供电和分压器 …… (266)
6.4 光收集系统 …… (272)
6.5 闪烁探测器的发展与应用 …… (274)
6.5.1 在核物理中的应用 …… (274)
6.5.2 在高能物理中的应用 …… (280)

6.5.3 在医学中的应用 …… (286)
参考文献 …… (290)
思考题 …… (291)
习题 …… (292)
第 7 章 切伦科夫计数器与穿越辐射探测器 …… (294)
7.1 切伦科夫计数器的组成和工作原理 …… (294)
7.1.1 切伦科夫辐射 …… (294)
7.1.2 切伦科夫辐射的产生 …… (295)
7.1.3 切伦科夫辐射的特点 …… (296)
7.1.4 切伦科夫探测器的组成 …… (300)
7.2 切伦科夫计数器的类型和应用 …… (306)
7.2.1 粒子鉴别器 …… (306)
7.2.2 全吸收量能器 …… (318)
7.2.3 环像切伦科夫计数器 RICH …… (321)
7.2.4 探测全反射的切伦科夫探测器 DIRC …… (324)
7.2.5 测量传播时间的切伦科夫探测器 TOP …… (326)
7.3 穿越辐射探测器 …… (327)
7.3.1 穿越辐射 …… (327)
7.3.2 穿越辐射的特性 …… (328)
7.3.3 穿越辐射探测器的最优设计 …… (332)
7.4 穿越辐射探测器的应用 …… (335)
7.4.1 穿越辐射探测器的组成和工作原理 …… (335)
7.4.2 穿越辐射探测器的几个实例 …… (336)
参考文献 …… (342)
习题 …… (343)
第 8 章 粒子探测系统 …… (344)
8.1 粒子探测系统的组成和工作原理 …… (344)
8.1.1 计数测量系统 …… (344)
8.1.2 幅度分析系统 …… (346)
8.1.3 符合测量系统 …… (347)
8.2 探测器信号输出回路 …… (350)
8.2.1 RC 成形回路 …… (350)
8.2.2 前置放大器 …… (353)

8.3 计数测量 …… (354)
8.3.1 探测效率 …… (354)
8.3.2 坪特性 …… (358)
8.3.3 计数率线性和探测器的分辨时间 …… (360)
8.3.4 探测器的选择 …… (361)
8.4 能量测量 …… (362)
8.4.1 能量线性和刻度 …… (362)
8.4.2 能量分辨率 …… (363)
8.4.3 能谱 …… (370)
8.4.4 探测器的选择 …… (372)
8.5 高能粒子磁谱仪 …… (372)
8.5.1 带电粒子在磁场中的运动 …… (373)
8.5.2 高能物理实验对探测器的要求 …… (375)
8.5.3 典型磁谱仪的子探测器及功能 …… (379)
8.5.4 大型磁谱仪举例 …… (386)
参考文献 …… (401)
思考题 …… (402)
习题 …… (402)
附录 …… (404)
1. 名词索引 …… (404)
2. 常用物理常数 …… (410)
3. 辐射防护常识 …… (412)
4. 一些放射性核素的特性 …… (424)

第1章 粒子简介

科学家追求新发现、理解大自然的根本动力是好奇心，通过对自然的仔细思考和实验而获得进步。为了对实验进行分析，必须首先记录实验结果。最简单的装置就是人类本身的感观器官，但对于现代科学，这种“自然”的探测器要么灵敏度不够，要么适用范围不广。以人眼为例，要产生视觉影像，需要至少20个光子，而一个光电倍增管可以容易地观测单个光子；人眼观察的光谱集中在可见光区(400～800 nm)，即动态范围只有两倍，而自然界的电磁波频率从市电、广播到微波、红外辐射、可见光、紫外光、X射线和γ射线，足足跨越了23个量级！

由此可见，解决自然界的问题，大都需要精确的测量仪器或探测器，才能够在各种动态范围获得确实的结果。通过发展测量方法和探测器技术，人类强化和扩展了自身的感观能力。在许多情况下，需要采用新的、特定的探测器，而且通常不止一种测量。时至今日，还没有一种多功能探测器能够同时测量所需的所有参数。

为了深入研究微观领域的科学规律，人们需要“放大”器。放大的程度，或者说可观测到的微观尺度，由探测方法相应的波长决定，例如若使用可见光去探测，精度约为0.5 μm。当今粒子物理研究采用的“放大”器是各种加速器及其上的探测器。由于微观粒子的波长和动量成反比(德布罗意关系)，因而动量越高的粒子能够探测的结构越精细。目前，人类可分辨的空间尺度可达10^{-17} cm，比光学显微镜高了十万亿(10^{13})倍。而在宇观领域，为了研究宇宙的结构，需要探测、记录的能量范围从约100 μeV(宇宙微波本底辐射水平)直至10^{20} eV(高能宇宙射线)。

为了研究所有这些(与原子核和粒子物理相关的)问题，探测器需要对粒子的各种参数诸如能量、动量、速度、时间和空间坐标进行测量，并需进一步鉴别粒子的特性。这就需要多种不同探测技术的综合应用。

1.1 构成世界的基本粒子

在正式开始讨论粒子探测技术之前，首先需要给要研究的对象——粒子——做一些界定。

当人们试图了解所处的宇宙（或世界）的各种现象以及其中的内在规律时，很自然地就会提出两个基本的问题："宇宙是由什么构成的"，以及"是什么使它们结合（成宇宙）的"。这也是现代物理学的根本问题。人类对这个问题的认识经历了很长的时间，并随着现代物理学的发展而逐渐深入、透彻。

自然界有着几乎无穷尽的各种各样的事物，人类很早就发现，这些事物虽然形式多样，但都可以找到某些相同或类似的性质，因此逐渐意识到世界是由一些共同的基本单元构成的。在这里我们讨论的"基本单元"一词，其含义是该事物不具有内部结构（也就是说，不能分割为更小更"基本"的事物）。早在古希腊时期，恩培多克勒（Empedocles）就认为世界是由地、气、水、火四种基本元素构成的。在古代中国和印度，也有类似的思想（在中国，基本元素是金、木、水、火、土，即五行；而在印度，则是空、气、火、水、土）。在公元前 400 年左右，希腊学者德谟克里特（Democritus）提出分割物质碎片有小到不可再分的观念，并用原子（atom）代表构成世界的最小单元。但由于客观条件的限制，在很长的时期内人们无法通过实验证实这些想法。直到 1900 年左右，由于现代物理学的迅速发展，人们才开始对真正意义上的原子有所认识。起初原子被设想为一个疏松的球体，电荷随机分布在内部并不断移动。但很快地，人们就发现原子可以按其化学性质进行分类（如元素周期表），这意味着存在更基本的单元，这些基本单元按不同的组合方式构成了具有不同化学性质的原子。随后的卢瑟福（Rutherford）散射实验则直接证明了原子存在内部结构，由一个体积很小但致密的核与其外笼罩的电子云构成，原子核带正电，而电子带负电。紧接着人们又发现原子核是由带正电的质子和不带电的中子紧密结合而成的。那么，是否质子和中子就是最基本的粒子呢？答案是否定的。到了 20 世纪 60 年代，随着实验手段的发展，物理学家发现质子和中子内部存在着更精细的结构，它们是由更小的单元——夸克（quark）——构成的。到目前为止，夸

克、电子(及其他轻子)仍可看作几何上的点粒子,没有更进一步的内部结构,因此我们认为它们就是基本粒子①。图 1.1.1 给出了从原子到夸克的空间尺度的变化。

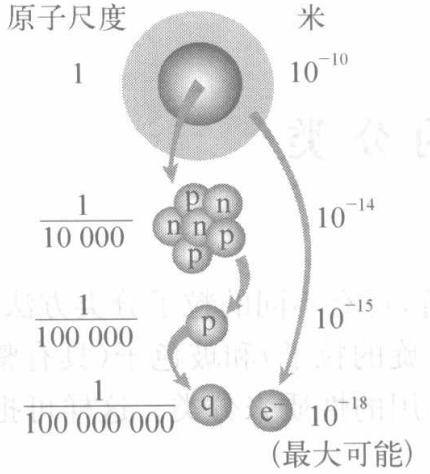


图 1.1.1　原子、原子核、质子和夸克、电子的空间尺度(其中夸克和电子的大小由于实验条件的限制只给出了上限)

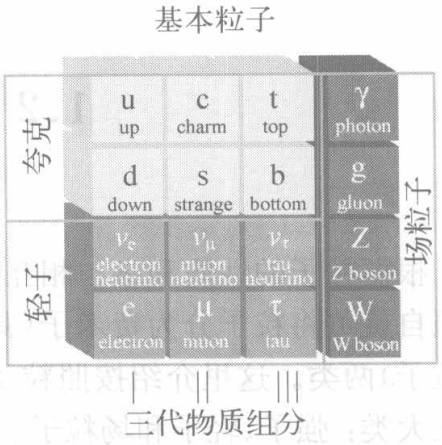


图 1.1.2　基本粒子图表

随着加速器等有力工具的出现和发展,人们已经发现了几百种微观粒子,它们绝大多数都不是基本粒子,而是由基本粒子通过一定的相互作用结合而成。根据目前的理论(指的是标准模型[1],standard model),从各种微观粒子直到整个宇宙,构成它们的基本粒子和相互作用可以归结为以下简单的几种:6 种夸克,6 种轻子,以及对应于 4 种相互作用的规范玻色子。如图 1.1.2 所示。夸克是带有分数电荷的费米子,上(up)夸克、粲(charm)夸克和顶(top)夸克都是带 + 2/3 电子电量的粒子,而下(down)夸克、奇异(strange)夸克和底(bottom)夸克带 - 1/3 电子电量。轻子则包括电子和电子中微子、μ 子和 μ 子中微子以及 τ 子和 τ 子中微子,电子、μ 子和 τ 子都带有单位电子电量,而中微子都不带电。轻子均为费米子。此外,夸克和轻子还存在相应的反粒子,正反粒子有相同的质量、自旋和同位旋,但电荷、重子数、轻子数、奇异数、粲数等则相反。这些就是已知的所有基本粒子,更详细的数据可参考文献[2]。

① 但随着物理理论的发展,人们对夸克和电子(及其他轻子)是否是最基本的粒子也存在怀疑——尽管实验上还无法证明。

需要指出，由于夸克禁闭效应的关系，人们还没有直接观测到自由夸克。

不过，我们在本书中将要讨论的粒子探测，并不仅仅限于基本粒子，而是包括了亚原子尺度的各种微观粒子。下面将分别加以介绍。

1.2 粒子的分类

根据粒子的性质和参与相互作用的情况等，可有不同的粒子分类方法。例如，按照自旋可将粒子分为费米子（具有半整数自旋的粒子）和玻色子（具有整数自旋的粒子）两类。这里介绍按照粒子参与相互作用的性质来分类。这样可把粒子分为三大类：强子、轻子和场粒子。

强子

强子（hadron）是参与强相互作用的粒子，由数个夸克（反夸克）组成。尽管夸克带分数电荷，但组合后的强子电荷总是电子电量的整数倍。强子的种类非常多，但根据其自旋是整数或半整数可以分为两大类，即介子（meson）和重子（baryon）。介子由一个夸克和一个反夸克组成，而重子由三个夸克构成，例如 π^+ 介子由上夸克和反下夸克组成，质子（重子）则由两个上夸克和一个下夸克构成。习惯上，带有奇异数（即含有奇异夸克）的重子也称为超子（hyperon）。

表1.1.1列出了一些常见的强子种类及其主要性质。

轻子

不同于夸克，轻子（lepton）作为基本粒子可以自由存在。电子是稳定的，而 μ 子和 τ 子则不稳定，会很快衰变为质量更小的粒子。由于 μ 子质量比最轻的强子——π介子——还要小，因此它只能衰变到电子和中微子，而 τ 子则除了可以衰变为 μ 子外还可能衰变为强子。

中微子是不带电的轻子，由于不参与强相互作用和电磁相互作用，它和物质的反应截面极小，因此很难探测。绝大多数中微子都可以自由地穿过地球而不发生任何相互作用。中微子的质量很小，事实上，在20世纪90年代发现中微子振荡效应[3]之前，一般认为中微子与光子一样，其质量为零。由于宇宙中中微子的数目很多，其不为零的质量（尽管很小）将会对宇宙学等领域产生显著影响。目前对中微

表 1.1.1　强子特性表

粒子名称	符号	电荷 (e)	静止质量 [MeV]	寿命 τ[s]或质量宽度 $\Gamma = \hbar/\tau$ [MeV]	主要衰变模式(所占百分比)	$I^G(J^{PC})$
π介子	$\pi^{\pm}$	±1	139.570 18	$2.603\,3\times10^{-8}$	$\pi^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu$(99.99)	$1^-(0^-)$
	π^0	0	134.976 6	0.84×10^{-16}	$\gamma\gamma$(98.80), $\gamma e^+ e^-$(1.20)	$1^-(0^{-+})$
K介子	$K^{\pm}$	±1	493.677	$1.238\,5\times10^{-8}$	$K^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu$(63.44), $\pi^-\pi^0$(20.92), $\pi^-\pi^-\pi^+$(5.59)	$\frac{1}{2}(0^-)$
	$K^0, \bar{K}^0$	0	497.648	50% K_S^0 50% K_L^0		$\frac{1}{2}(0^-)$
	K_S^0	0		$0.895\,3\times10^{-10}$	$\pi^+\pi^-$(69.20), $\pi^0\pi^0$(30.69)	$\frac{1}{2}(0^-)$
	K_L^0	0		5.114×10^{-8}	$\pi^0\pi^0\pi^0$(19.56), $\pi^\pm e^\mp \nu_e$(40.53) $\pi^+\pi^-\pi^0$(12.56), $\pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$(27.02)	$\frac{1}{2}(0^-)$
η介子	η	0	547.51	$\Gamma = 1.30\times10^{-3}$	$\gamma\gamma$(39.38), $\pi^0\pi^0\pi^0$(32.51), $\pi^+\pi^-\pi^0$(22.7)	$0^+(0^{-+})$
ω介子	ω	0	782.65	$\Gamma = 8.49$	$\gamma\pi^0$(8.9), $\pi^+\pi^-$(1.7) $\pi^+\pi^-\pi^0$(89.1)	$0^-(1^{--})$
φ介子	φ	0	1 019.460	$\Gamma = 4.26$	K^+K^-(49.2), $K_L^0K_S^0$(34.0)	$0^-(1^{--})$
K^*介子	$K^{*\pm}$	±1	891.66	$\Gamma = 50.8$	Kπ(100)	$\frac{1}{2}(1^-)$
	K^{*0}	0	896.00	$\Gamma = 50.3$	Kπ(100)	$\frac{1}{2}(1^-)$

续表

粒子名称	符号	电荷（e）	静止质量[MeV]	寿命 τ[s]或质量宽度 $\Gamma=\hbar/\tau$[MeV]	主要衰变模式(所占百分比)	$I^G(J^{PC})$
D介子	$D^{\pm}$	±1	1 869.3	1.040×10^{-12}	$D^+\to K^-\pi^+\pi^+(9.51)$, $K_S^0\pi^+(1.47)$, $\bar{K}^0e^+\nu_e(8.6)$, $\bar{K}^0\mu^+\nu_\mu(9.5)$	$\frac{1}{2}(0^-)$
	$D^0,\bar{D}^0$	0	1 864.5	0.410×10^{-12}	$D^0\to K^-\pi^+(3.80)$, $K^-\pi^+\pi^0(14.1)$, $K^-e^+\nu_e(3.51)$, $K^-\mu^+\nu_\mu(3.19)$	$\frac{1}{2}(0^-)$
质子	p	+1	938.272 03	$>1.9\times10^{29}$ yr		$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}^+\right)$
中子	n	0	939.565 36	885.7	$pe^-\bar{\nu}_e(100)$	$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}^+\right)$
Λ超子	Λ	0	1 115.683	2.631×10^{-10}	$p\pi^-(63.9)$, $n\pi^0(35.8)$	$0\left(\frac{1}{2}^+\right)$
Σ超子	Σ^+	+1	1 189.37	$0.801\,8\times10^{-10}$	$p\pi^0(51.57)$, $n\pi^+(48.31)$	$1\left(\frac{1}{2}^+\right)$
	Σ^0	0	1 192.642	7.4×10^{-20}	$\Lambda\gamma(100)$	$1\left(\frac{1}{2}^+\right)$
	Σ^-	−1	1 197.449	1.479×10^{-10}	$n\pi^-(99.85)$	$1\left(\frac{1}{2}^+\right)$
Ξ超子	Ξ^0	0	1 314.83	2.90×10^{-10}	$\Lambda\pi^0(99.52)$	$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}^+\right)$
	Ξ^-	−1	1 321.31	1.639×10^{-10}	$\Lambda\pi^-(99.89)$	$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}^+\right)$
Ω超子	Ω^-	−1	1 672.45	0.821×10^{-10}	$\Xi^0\pi^-(23.6)$, $\Xi^-\pi^0(8.6)$, $\Lambda K^-(67.8)$	$0\left(\frac{3}{2}^+\right)$

子的研究是基本粒子物理、宇宙学等方向的重要课题。

表1.1.2列出了所有的轻子种类及其主要性质，反粒子没有单独列出。

场粒子

除了夸克和轻子外，还有一类特殊的粒子，即场粒子(force carrier)，它们实际上代表了各种基本粒子之间的基本相互作用。正是这些相互作用将基本粒子组合在一起，或吸引、或排斥、或衰变、或湮灭，共同构成了现在的世界万物。常见的相互作用有很多种，如摩擦、磁力、重力等等，但它们可以归结为四种最基本的相互作用，分别是强相互作用、弱相互作用、电磁相互作用和引力相互作用。一个基本粒子对另一个基本粒子存在作用力，或者换句话说，这两个基本粒子之间通过交换场粒子从而发生相互影响。相互作用是通过场粒子传播的，场粒子只作用于特定种类的物质粒子(如电磁相互作用的场粒子只作用于带电粒子)。

强相互作用的场粒子(规范玻色子)是胶子，弱相互作用是 Z^0 和 $W^{\pm}$ 中间玻色子，电磁相互作用是光子，引力则是引力子。其中引力子由于引力作用强度太低，还没有被实验观测到。表1.1.3列出了所有的场粒子种类及其主要性质。

1.3　粒子的寿命

绝大多数粒子都是不稳定的，并很快衰变为质量较小的强子或轻子。单个粒子何时衰变与其他粒子无关，是一个随机过程。但大量同种类粒子的衰变则显示出一定的统计规律。在 t 到 $t+\mathrm{d}t$ 时间段内衰变的粒子数 $-\mathrm{d}N$ 应与时间间隔 $\mathrm{d}t$ 和 t 时刻尚未衰变的粒子数 N 成正比，即

$$-\mathrm{d}N = \lambda N \mathrm{d}t \tag{1.1.1}$$

式中 $\lambda = 1/\tau$ 称为衰变常数，积分后有

$$N = N_0 \mathrm{e}^{-\lambda t} = N_0 \mathrm{e}^{-t/\tau} \tag{1.1.2}$$

λ 具有时间倒数的量纲，相应的 τ 具有时间的量纲，代表了粒子产生后到衰

表 1.1.2 轻子特性表

粒子名称	符号	电荷(e)	静止质量[MeV]	寿命/质量,或寿命	主要衰变模式(所占百分比)	$I^G(J^{PC})$
电子	e^-	-1	0.510 998 9	$>4.6\times10^{26}$ yr		$J=\frac{1}{2}$
μ 子	μ^-		105.658 37	$2.197\,03\times10^{-6}$ s	$e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu$(98.6) $e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu\gamma$(1.4)	
τ 子	τ^-		1 776.99	290.6×10^{-15} s	$e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$(17.84) $\mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$(17.36)	
电子中微子	ν_e	0	$<2\times10^{-6}$	(reactor) $>300\times10^9$ s/eV (solar) $>7\times10^9$ s/eV (accelerator) $>15.4\times10^9$ s/eV		
μ 子中微子	ν_μ		<0.19			
τ 子中微子	ν_τ		<18.2			

表 1.1.3 场粒子特性表

粒子名称	符号	电荷(e)	静止质量[MeV]	寿命 τ[s]或质量宽度 $\Gamma=\hbar/\tau$[GeV]	作用对象	主要衰变模式(所占百分比)	$I^G(J^{PC})$
光子	γ	$<5\times10^{-30}$	$<6\times10^{-23}$	稳定	夸克、带电轻子、W 粒子		$0,1(1^{--})$
胶子	g	0	0		夸克、胶子		$0(1^-)$
W 粒子	$W^\pm$	±1	80 403	$\Gamma=2.141$	夸克、轻子	$l^\pm\nu$(10.80) hadrons(67.60)	$J=1$
Z 粒子	Z^0	0	91 187.6	$\Gamma=2.459\,2$	夸克、轻子	l^+l^-(3.365 8) hadrons(69.91) invisible(20.00)	$J=1$

变时为止平均存在的时间，是粒子的基本属性之一，称为粒子的寿命。在讨论同位素衰变时，也常用半衰期 $\tau_{1/2}$ 来表述核素的寿命，它指的是不稳定核素衰变到原来数目的一半时需要的时间，半衰期和寿命之间有简单的关系式

$$\tau_{1/2} = 0.693\tau$$

粒子寿命与引起粒子衰变的相互作用类型有关，一般说来，弱衰变的寿命为 $>10^{-14}$ s，电磁衰变的寿命为 $10^{-20}\sim10^{-14}$ s，强衰变的寿命为 $10^{-25}\sim10^{-20}$ s。所有强子中，只有质子和束缚在原子核内的中子是稳定的（自由中子不稳定，见表1.1.1）。而轻子中也只有电子是稳定的。

某些类型的原子核也会衰变。不同于粒子衰变，可衰变的原子核相对容易获得，并具有较长的寿命，因此在许多领域如工业、医学、化学等行业有广泛的应用。

原子核的衰变主要通过以下几种方式，α（即氦核）衰变、β（即电子）衰变和 γ 衰变。α 衰变的过程可以表示为

$$^{A}_{Z}X_{N} \rightarrow ^{A-4}_{Z-2}X'_{N-2} + ^{4}_{2}He \tag{1.1.3}$$

目前已知有 400 多种核具有 α 放射性，其中绝大部分发射几种不同能量的 α 射线，只有个别核素发出单能 α 射线。核素衰变产生的 α 射线能量通常在 4～9 MeV之间。β 衰变是原子核中的质子和中子相互转变时产生的，可以表示为以下几种形式

$$\left.\begin{aligned} ^{A}_{Z}X_{N} &\rightarrow ^{A}_{Z-1}X'_{N+1} + \beta^{+} + \nu_{e} \\ ^{A}_{Z}X_{N} &\rightarrow ^{A}_{Z+1}X'_{N-1} + \beta^{-} + \bar{\nu}_{e} \\ ^{A}_{Z}X_{N} + e^{-} &\rightarrow ^{A}_{Z-1}X'_{N+1} + \nu_{e} \end{aligned}\right\} \tag{1.1.4}$$

它们分别代表 β^{+}、β^{-} 和电子俘获（EC）衰变。已知的 β 放射性核素有一千多种。β 衰变产生的电子能量不是单一的，而是连续分布的。原子核衰变发射 α 射线或 β 射线后，通常处于激发态，随即就会放出 γ 光子而跃迁到较低的能级，所以 γ 衰变往往是伴随着 α 衰变或 β 衰变之后产生的。γ 衰变的能量是单一的。目前所知的 γ 放射性核素有两千多种。常见的放射性核素列在附录中。

1.4 重 离 子

重离子一般指的是电荷数大于2倍电子电量的原子核或离子。某种元素的原子核通常表示为${}^{A}_{Z}X_{N}$，其中X是元素的化学符号，Z为质子数(即原子序数)，N为中子数，$A = Z + N$为核子数(即核的质量数)。因而对于重离子，有$Z > 2$。重离子存在于宇宙线中，也可以通过将原子的核外电子剥离而产生。

重核裂变时产生核裂片，也叫裂变碎片，它也是重离子的一种。核裂片的质量数一般在72到170之间，其分布比较复杂，与裂变重核的原子序数和激发能量有关[4]。例如慢中子引起的${}^{235}U$原子核分裂产物的质量分布显示两个明显的峰，分别叫轻碎片和重碎片，对应的平均质量数为96和139。

参 考 文 献

[1] GLASHOW S L. Partial-symmetries of weak interactions [J]. Nuclear Physics, 1961, 22: 579 - 588; WINBERG S. A model of leptons [J]. Physical Review Letter, 1967, 19: 1264 - 1266; SALAM A. Elementary particle theory [M] // Svartholm N. Proceedings of the eight Nobel symposium. Stockholm: Almquist and Wiksells, 1968; GLASHOW S L, ILIOPOULOS J, MAIANI L. Weak interactions with lepton-hadron symmetry [J]. Physical Review D, 1970, 2: 1285 - 1292.

[2] YAO W M, et al (Particle Data Group). The review of particle physics [J]. Journal of Physics G, 2006, 33: 1 - 1232; http: //pdg.lbl.gov/.

[3] FUKUDA S, et al (Super-Kamiokande Collaboration). Solar ${}^{8}B$ and hep neutrino measurements from 1258 days of Super-Kamiokande data [J]. Physical Review Letter, 2001, 86: 5651 - 5655; AHMAD Q R, et al (SNO Collaboration). Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by ${}^{8}B$ solar neutrinos at the Sudbury

Neutrino Observatory [J]. Physical Review Letter, 2001, 87: 071301.

[4] HOFFMAN D C, HOFFMAN M M. Post-fission phenomena [J]. Annual Review of Nuclear Science, 1974, 24: 151 - 208.

习 题

1. 强度为 1 Ci 的^{60}Co(钴 60)放射源的质量是多少？$\tau_{1/2}$ = 5.26 年。

2. 放射性强度为 10 mCi 的^{32}P(磷 32)经过 30 天，它的放射性强度变为多少？$\tau_{1/2}$ = 14.3 天。

3. 同位素^{82}Br 的放射性强度在 5 小时后减弱了 9.7%，衰变产物是稳定的元素，试确定它的平均寿命和半衰期。

4. ^{210}Po(钋 210)是 α 放射性元素，^{137}Cs(铯 137)是 β^- 放射性元素，^{22}Na(钠 22)是 β^+ 放射性元素，^{125}I(碘 125)是 K 壳层俘获衰变元素，问它们的衰变产物是什么？γ 射线是什么同位素发出的？它们的放射性能量是多少？

5. 比较波长 λ = 500 nm 的可见光、波长 λ = 0.1 nm 的硬 X 射线和^{137}Cs(铯 137)的衰变 γ 射线能量。

6. 做甲状腺吸碘功能测量时，吸进 2 μCi 的^{131}I(碘 131)，设测量的吸碘功能为 20%，估计测量时甲状腺在 1 秒钟内吸收的放射性能量(忽略 γ 射线的吸收)。如果甲状腺吸进的这些^{131}I 一直保持没有排泄和增加，一个月后放射性强度还有多少？$\tau_{1/2}$ = 8.04 天。

7. 一病人内服 600 mg Na_2HPO_4，其中包含 1 500 μCi 的^{32}P，在第一昼夜排出的放射性有 540 μCi，而在第二昼夜排出 71.9 μCi(测量是在采集放射物质后立刻进行的)。试计算病人服用 Na_2HPO_4 后，两昼夜后尚留存于人体内的^{32}P 的百分比。$\tau_{1/2}$ = 14.3 天。

8. 用延迟符合法研究 μ 子的衰变，在时间 0～2 μs 内记录了 200 次衰变，而在 0～6 μs 时间内记录到 310 次衰变，若衰变服从指数规律，试计算 μ 子的平均寿命。

第 2 章　粒子探测的物理基础

粒子或辐射不能被直接观测到，只有通过它们与物质的相互作用才能间接探测。不同类型的粒子，其相互作用过程也不相同，如带电粒子（如质子）和中性粒子（如光子）在物质中的反应就大不一样。从最广泛的角度来看，任何一种（粒子与物质的）相互作用机制都可以当作某种探测器的原理基础，因而相互作用过程的多样性就决定了存在着大量探测不同粒子或辐射的装置。值得注意的是，即使对于同一种粒子，在不同的能量范围内其主要反应机制也不尽相同，因此探测方法也会相应改变。

本章主要介绍粒子探测的一般性物理原理，作为后继章节的物理基础。一些特定反应的物理机制将在讨论相应的探测器时再加以详细了解。涉及相互作用过程及其反应截面等性质的公式表述时，一般将直接给出结果（但会对公式的物理含义做一些定性的讨论），而不去追究其具体的物理推导过程。因为这些结果才是探测器直接需要的。

带电粒子同物质的主要相互作用形式是使物质中的原子电离和激发。对于相对论性粒子①，辐射过程带来的能量损失也不可忽略。中性粒子需要先经特定的相互作用产生次级带电粒子，再通过这些次级带电粒子进行探测。例如光子可以经光电效应、康普顿散射和电子对产生生成带电粒子（电子），通过测量它们的电离过程就可以探测这些次级电子了。

2.1　带电粒子和物质的相互作用

带电粒子穿过物质时可通过激发（该物质）原子中的束缚电子或电离过程损失

① 一般指该粒子能量较高，相对论效应起主导作用，$\beta \sim 1$。

一定的动能，一般来说，电离过程起主要作用。激发过程可以表示为

$$\begin{aligned} q^{\pm} + \text{atom} &\rightarrow \text{atom}^{*} + q^{\pm} \\ &\mapsto \text{atom} + \gamma \end{aligned}$$

退激发的原子释放出低能光子，某些探测器可以测量到这些荧光光子。电离过程则是通过散射将一部分入射粒子的能量传给原子中的电子，使之直接摆脱原子的束缚从而形成电子-离子对。一次散射能够传递的最大动能取决于入射粒子的质量 m 和动量 p。给定入射粒子动量

$$p = mv = \gamma m_0 \beta c$$

其中 γ 为洛伦兹因子（$=E/m_0c^2$，E 为粒子能量），$\beta c = v$ 为粒子运动速度，m_0 为粒子静止质量。入射粒子传递给一个静止电子的最大动能为[1]

$$T_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/m_0 + (m_e/m_0)^2} = \frac{2m_e p^2}{m_0^2 + m_e^2 + 2m_e E/c^2} \tag{2.1.1}$$

式中 m_e 是电子静止质量。注意上式讨论的是动能而不是总能量，这是因为该电子已经存在，而不需要（能量）去产生它。在低能情况下

$$2\gamma m_e/m_0 \ll 1$$

若入射粒子比电子重（$m_e < m_0$）①，则公式(2.1.1)可以近似为

$$T_{\max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \tag{2.1.2}$$

例如，一个洛伦兹因子 $\gamma = 10$ 的 μ 轻子（$m_\mu c^2 = 106\ \text{MeV}$），相应的总能量为 $E = 1.06\ \text{GeV}$，在一次散射中最多可以将约 100 MeV 的动能传给一个电子（$m_e c^2 = 0.511\ \text{MeV}$）。

对于除电子外其他入射粒子，在任意能量下，式(2.1.1)分母中的平方项 $(m_e/m_0)^2$ 均可以忽略，因而

$$T_{\max} = \frac{p^2}{\gamma m_0 + m_0^2/2m_e} \tag{2.1.3}$$

对相对论性粒子而言，动能 $E_{\text{kin}} \approx E$ 及 $pc \approx E$，所以有最大可传递能量

① 比电子重的最轻粒子是 μ 轻子，其质量也比电子大 200 多倍，因而总有 $m_e \ll m_0$。

$$E_{\max} = \frac{E^2}{E + m_0^2 c^2 / 2m_e} \tag{2.1.4}$$

对于 μ 轻子，上式改写为

$$E^{\max} = \frac{E^2}{E + 11}$$

单位是 GeV。在极端相对论的情况下（$E \gg m_0^2 c^2 / 2m_e$），所有能量可以一次传递给电子。

如果入射粒子是电子，则以上式(2.1.2)和(2.1.3)的近似不成立。此时有

$$T_{\max} = \frac{p^2}{m_e + E/c^2} = E - m_e c^2 \tag{2.1.5}$$

即入射电子将全部动能传递给物质原子中的电子。这个结论和经典非相对论运动学中两个等质量的球体对心碰撞的结果是一样的。

2.1.1 电离和激发能量损失

能量损失率

前面的论述已经表明了电子在通过物质时一次散射传递的最大动能与其他较重的粒子（$m_0 > m_e$）相比有明显差别。我们首先讨论较重的入射粒子穿过物质时的能量损失。贝特(Bethe)和布洛赫(Bloch)等人给出了入射粒子的平均能量损失率公式[2]

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \tag{2.1.6}$$

其中各参数的意义如下：

z——入射粒子电荷量，以电子电量 $|e|$ 为单位。

Z, A——所穿越物质的原子序数和原子量，A 的单位是 g/mol。

m_e——电子质量。

r_e——经典电子半径 $\left(= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e^2}{m_e c^2}, \varepsilon_0 \text{ 为真空介电常数} \right)$。

N_A——阿伏加德罗常数（$=6.022 \times 10^{23}/\text{mol}$）。

I——平均激发能，取决于所穿越物质的性质。可近似描述为 $I = 16Z^{0.9}$ eV（$Z > 1$）。I 还与该物质所处的分子态有关，例如，原子态、分

子态的气态氢和液态氢对应的平均激发能分别为 15 eV、19.2 eV 和 21.8 eV。I/Z随物质元素原子序数变化的详细结果可参考文献[3]。

δ——密度效应修正参数。当粒子能量上升时，其自身电场分布逐渐集中到垂直于粒子运动方向的平面内，场强增加，因而能够同更远处的物质发生散射。这种“远程”散射效应带来的能量损失正比于 $\ln\beta\gamma$（对数上升）。然而，物质在此电场中发生极化，附加的极化电场限制了粒子自身电场的扩展，从而有效地抑制了这种效应。在非常高的能量下，$\delta/2 = \ln(\hbar\omega_p/I) + \ln\beta\gamma - 1/2$，$\hbar$为普朗克常数，$\hbar\omega_p$ 称为等离子体能量，是一个与具体物质有关的常数。正如其名称所表示的，密度效应在致密的物质中更显著，如铅和铁等，而在正常气压下的气体中，只要能量不是非常高，密度效应都可忽略。密度效应有很多的近似表述和参数化公式（可参考文献[4]），这里从略。

式(2.1.6)叫做贝特-布洛赫(Bethe - Bloch)公式，平均能量损失率通常也称为“阻止本领”(stopping power)，或简称为“能量损失”或“能损”。其中一个有用的常数是

$$K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.307\,1\ \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2} \tag{2.1.7}$$

在公式的对数项中，分子部分的 $2m_e c^2\beta^2\gamma^2$ 正是式(2.1.2)给出的在低能情况下的最大可传递动能。如果我们采用式(2.1.2)的近似和(2.1.7)的缩写，在入射粒子能量较低时 Bethe - Bloch 公式可改写为

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\ln\frac{E_{kin}^{max}}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right] \tag{2.1.8}$$

计算时，能损 $-\dfrac{dE}{dx}$ 通常使用的单位是$\dfrac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}$，相应的 dx 单位为 g/cm^2，代表面质量密度

$$dx = \rho \cdot ds$$

其中 ρ 为物质密度（单位：g/cm^3），ds 为长度（单位：cm）。这样选取单位的好处是能损在很大程度上与物质的具体性质无关。

Bethe - Bloch 公式是对粒子穿越物质时因电离和激发过程损失能量的一种近似描述，因而必然存在一定的适用范围。图 2.1.1 显示了带正电的 μ 轻子在穿越铜时的能量损失。粒子能量直至几百 GeV 时，公式(2.1.11)给出的误差仍小于

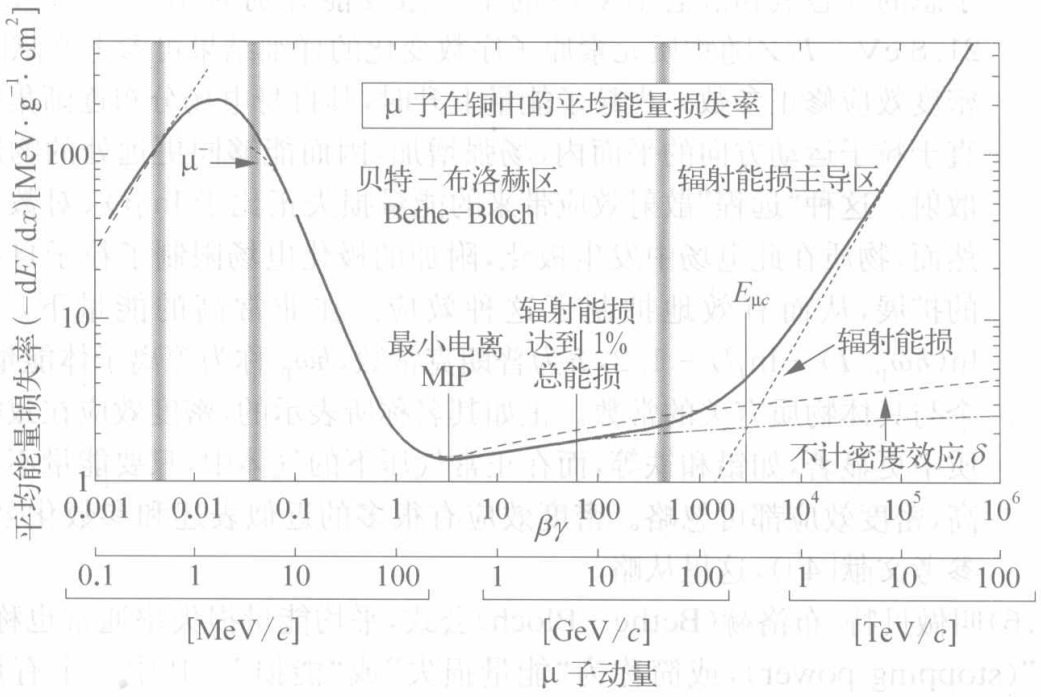


图 2.1.1　μ^+ 在铜内的能量损失与粒子动量和 $\beta\gamma$ 的关系[5]

图中的竖带大致标出了几种不同近似的适用范围。在能量不太低和不太高的情况下，能损由 Bethe－Bloch 公式描述

10%。然而对于能量很低的粒子，当其运动速度与原子中电子的速度相当时，公式不再适用。当粒子运动速度 $\alpha z \gg \beta \geqslant 10^{-3}$ $\left(\alpha = \dfrac{e^2}{2\varepsilon_0 hc} \sim \dfrac{1}{137}\text{为精细结构常数}\right)$ 时，能损正比于 β。例如慢速质子在硅介质中的能损为

$$-\frac{dE}{dx} \propto \beta = 61.2\beta \frac{\text{GeV}}{\text{g/cm}^2}$$

在 $0.01 < \beta\gamma < 0.05$ 区间，目前尚无令人满意的理论解释，只能依赖一些唯象的拟合公式。

对于 $\beta \gg \alpha z$，Bethe－Bloch 公式均可适用①。在低能部分，能损近似正比于 $1/\beta^2$ 下降，并在 $\beta\gamma \sim 4$ 处达到一个分布很宽的最小值区域。对应于此最小值的相对论粒子称为“最小电离粒子”(minimum-ionization particle，或 MIP)。在较轻的物质($Z/A \sim 0.5$)中，最小电离粒子的能损大致为

① 但能量很高时(如 $\beta\gamma > 1\,000$)，辐射损失能量起主导作用，电离和激发能损只占总能量损失的很小部分。

$$-\left.\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right|_{\min} \approx 2\ \frac{\mathrm{MeV}}{\mathrm{g/cm^2}}$$

表 2.1.1 列出了部分材料中最小电离粒子对应的能量损失。其中标准温度和气压(STP)即为 0 摄氏度和 1 大气压。可以看出随着物质原子序数的增加，最小电离时的能损在逐渐减小，这主要是由于公式中 Z/A 的影响。

表 2.1.1　一些常见材料中最小电离粒子对应的平均能损(气体处于标准气压和 20 ℃下)

吸收材料	$-\left.\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right\|_{\min}\left[\frac{\mathrm{MeV}}{\mathrm{g/cm^2}}\right]$	$-\left.\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right\|_{\min}\left[\frac{\mathrm{MeV}}{\mathrm{cm}}\right]$
氢气(H_2)	4.103	0.344×10^{-3}
氦气	1.937	0.242×10^{-3}
锂	1.639	0.875
铍	1.594	2.946
碳(石墨)	1.745	3.952
氮气	1.825	1.473×10^{-3}
氧气	1.801	2.055×10^{-3}
空气	1.815	2.187×10^{-3}
二氧化碳*	1.819	3.596×10^{-3}
氖气	1.724	2.076×10^{-3}
铝	1.615	4.361
硅	1.664	3.877
氩气	1.519	2.121×10^{-3}
钛	1.476	6.701
铁	1.451	11.419
铜	1.403	12.571
锗	1.371	7.298
锌	1.264	9.240
氙气	1.255	3.706×10^{-3}
钨	1.145	22.099
铂	1.129	24.217
铅	1.123	12.746

续表

吸收材料	$-\left.\frac{dE}{dx}\right\|_{min}\left[\frac{MeV}{g/cm^2}\right]$	$-\left.\frac{dE}{dx}\right\|_{min}\left[\frac{MeV}{cm}\right]$
铀	1.082	20.997
水	1.991	1.991
合成树脂	1.929	2.276
混凝土(水泥)	1.711	4.278
石英(SiO_2)	1.699	4.485

* 测量条件为标准温度(0 ℃)和标准气压。

当 $\beta\gamma > 4$ 时,能量损失开始增加,这种增加来自公式(2.1.6)中括号内的对数项,考虑到 $T_{max} \sim \beta^2\gamma^2$ 以及密度效应的修正后,能损上升近似正比于 $\ln\beta\gamma$(忽略密度效应修正时,正比于 $2\ln\beta\gamma$),因此也称为相对论对数上升。产生对数上升的主要原因来自粒子穿越物质时的远程相互作用(见前文公式(2.1.6)中密度效应解释)和(小概率的)大动能转移散射过程,获得较高能量的散射电子称为 δ 电子或敲出(knock-on)电子。在实际应用中,如果排除了这些 δ 电子事例,则能量损失的相对论对数上升幅度减少,很快趋于饱和。

Bethe - Bloch 公式描述的是由于电离和激发过程导致的能量损失,当粒子能量很高时,辐射能量损失开始起重要作用。通过辐射过程损失的能量正比于入射粒子的能量,因此在高能情况下(如 $E > 1$ TeV),粒子损失能量主要来自辐射能损的贡献。

图 2.1.2 显示了几种不同带电粒子(电子、μ 轻子、π 介子、质子、氘核和 α 粒子)在空气中的能量损失情况,以及在不同物质中电离能损随粒子动量的变化。注意由于密度效应不同,气体(氦气)中能损的相对论上升幅度比液体和固体物质要大。

Bethe - Bloch 公式给出的是能量损失的平均值,当粒子穿越薄的吸收体层时,由于相互作用次数少,能量损失的统计涨落很大。在薄层物质,例如气体中,能损的分布很不对称,更接近于朗道(Landau)分布而非高斯(Gauss)或泊松(Poisson)分布。朗道分布的一个近似形式如下

$$L(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})\right] \tag{2.1.9}$$

其中 λ 代表与最概然能损之间的偏差

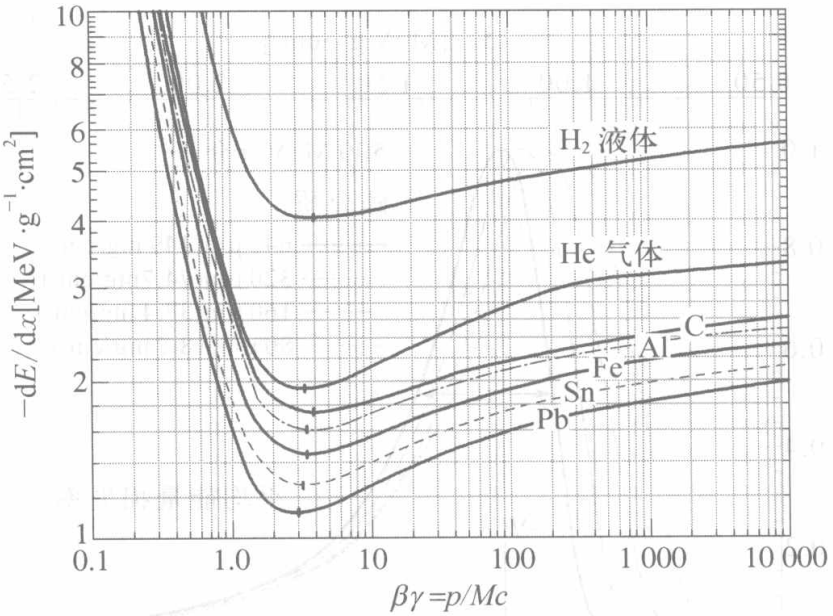


图 2.1.2　带电粒子在不同物质中电离能损随粒子动量的变化

$$\lambda = \frac{\Delta E - \Delta p}{\xi}$$

ΔE 为在厚度 x 的吸收层中的实际能损，最概然能损 Δp 则是能损分布中最大概率处对应的能量损失，

$$\Delta p = \xi\left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} + \ln \frac{\xi}{I} + j - \beta^2 - \delta\right)^{[6]} \tag{2.1.10}$$

$j = 0.200$，而 $\xi = (K/2)z^2(Z/A)(x/\beta^2)$MeV，$x$ 的单位是 g/cm^2。

以电子穿越 1 cm 厚的氩气层为例。由式(2.1.10)可得 $\xi = 1.9$ keV，相应地，可以计算出一个最小电离粒子在 1 cm 厚的氩气层中最概然能损为 0.95 keV，可见比平均能损低了很多(2.121 keV，见表 2.1.1)。最概然能损与平均能损的差别还可参考图 2.1.3。

实际测量的能损分布通常都比朗道分布给出的结果要宽，特别是对很薄的吸收层。但最概然能损式(2.1.10)仍然成立。对于非常厚的吸收层$\left(\frac{dE}{dx} \cdot x \gg 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2\right)$，朗道分布的高端尾部大为收缩，能损分布可以用高斯分布近似。

能损的朗道起伏在很大程度上同大动能转移散射过程相关，入射粒子有可能在单次电离过程中将相当大的能量传递给物质原子中的电子，以至于这种电离出的电子有足够的能量产生次级电离过程。如前所述，这种电子被称为 δ 电子或敲

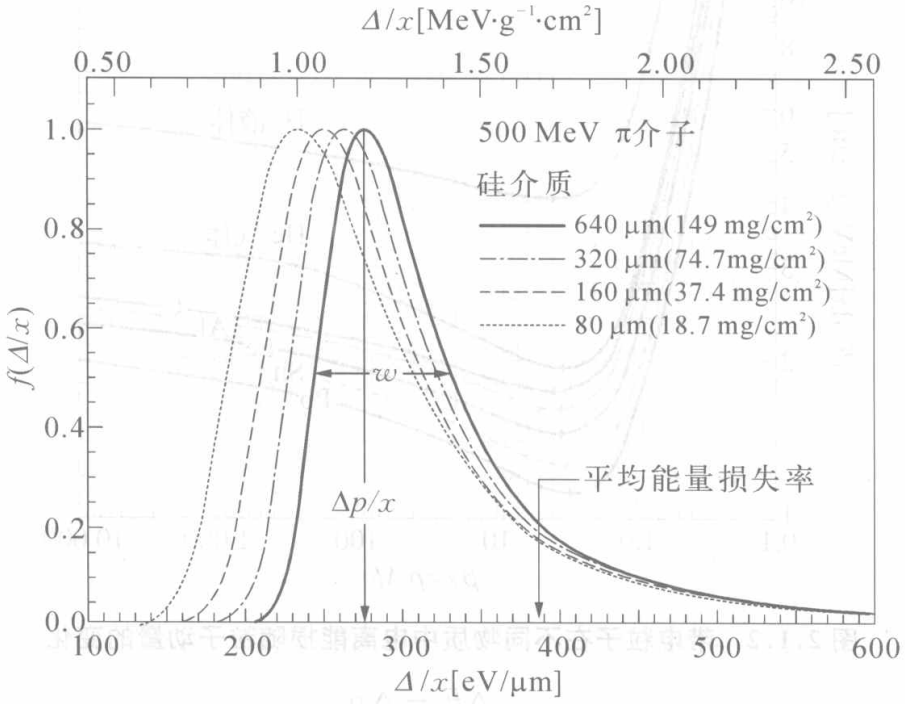


图 2.1.3　薄层吸收体中能量损失的分布(注意横坐标有两套单位，x 分别选取为物质厚度和面质量密度。容易看出最概然能损与平均能损的差别)

出(knock-on)电子。δ 电子的产生几率很小，其能谱由下式给出[1]

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}T} = \xi \cdot \frac{F}{T^2} \tag{2.1.11}$$

式中要求 $I \ll T \ll T_{\max}$，ξ 定义同式(2.1.10)。

当 $T \ll T_{\max}$ 时，F 是一个与入射粒子自旋有关的量，大小约为 1，例如对自旋为 1/2 的粒子，$F(T) = 1 - \beta^2 T/T_{\max}$，其他自旋情况下的公式可参见文献[1]。只有在趋近最大可转移动能 $T_{\max}$ 时，自旋对 F 的影响才较为显著，且此时能谱趋近于零($F \to 0$)，因而 F 也受到运动学约束的限制。

对式(2.1.11)积分，就可得到带电粒子通过路程 x 后，由于电离作用传给物质的动能大于 T 的几率(未归一化)

$$P(>T) = \int_T^{\infty} \xi \frac{\mathrm{d}T}{T^2} = \frac{\xi}{T}$$

式中已假设了粒子能量远大于 T，故积分上限取为无穷大。

当带电粒子一次通过期间，所涉及的最大能量转移的作用次数很多时，能损分

布满足泊松(或高斯)分布,也就是说,$P(>T_{max})\gg 1$,即 $\xi/T_{max}\gg 1$,将之代入 ξ 的表达式,并取 $Z/A\approx 0.5$,即得

$$\beta^4/(1-\beta^2)\ll 0.074x$$

这个公式给出了电离过程分布满足泊松分布的条件(即物质路径 x 很长)。而在朗道分布的情况下,入射粒子在一次通过期间,涉及最大能量转移的作用次数很少,也就是要求 $\xi/T_{max}\ll 1$,即有

$$\beta^4/(1-\beta^2)\gg 0.074x$$

这就是电离分布遵从朗道分布的条件(即物质路径 x 很短,如薄层气体)。例如50 MeV的非相对论性的质子($\beta\sim 1/3$,$\beta^4/(1-\beta^2)\sim 1/80$),在通过1 g·cm^{-2}闪烁体时,电离损失基本遵从泊松分布。而1 GeV的 μ 子通过10 g·cm^{-2}闪烁体时,电离损失则遵从朗道分布($\beta^4/(1-\beta^2)\sim 100$)。

还要指出,泊松分布和朗道分布是 $\xi/T_{max}\gg 1$ 和 $\xi/T_{max}\ll 1$ 的两种极端情况,处于它们两者之间的是瓦维洛夫分布,就更为复杂了,读者有兴趣的话可参阅文献[6]。

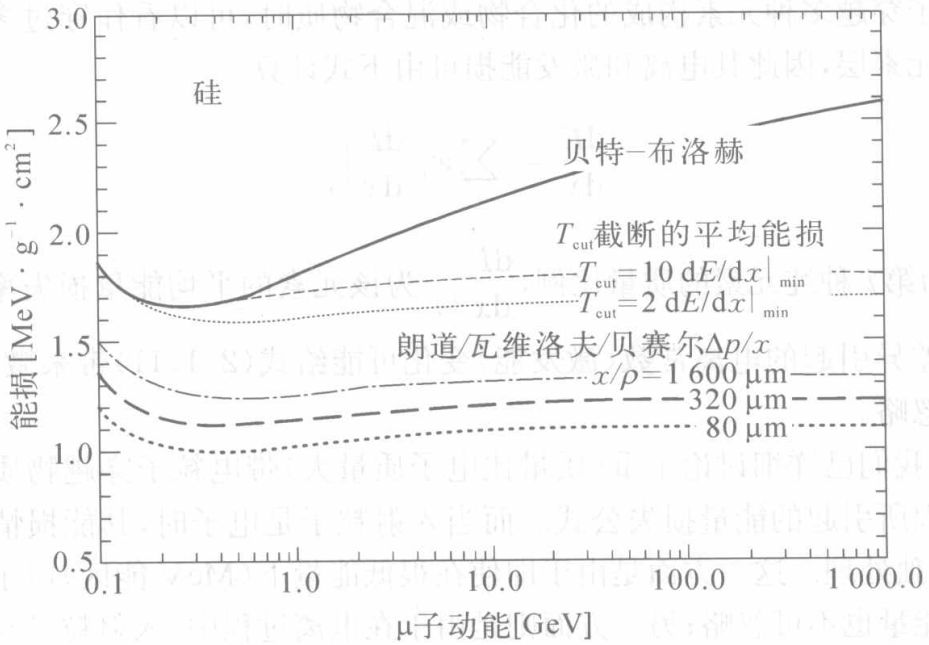


图 2.1.4　μ子在硅吸收体中的贝特-布洛赫能损以及两个不同截断能量下的能损(同时显示的还有当吸收体厚度较薄时朗道分布的最概然能损 Δp(实际上是 $\Delta p/x$)。图中结果没有包括辐射引起的能损)

虽然在薄层吸收体中能损存在很大的朗道起伏,但实际应用中探测器观测到

的起伏通常没有那么大。一般说来，探测器测量的是沉积在其灵敏体积内的那部分能量，而这部分能量很可能不等于粒子损失的能量。例如，入射粒子将一部分能量传递给δ电子，而δ电子再通过次级电离将其能量沉积在探测器的灵敏体积内，但由于灵敏体积的大小有限，δ电子可能在沉积部分能量后就飞离了探测器的灵敏区，因此测量的能损小于粒子的实际能损。

考虑到上述因素，实际上人们感兴趣的通常是转移动能 T 小于某个阈值 T_{cut} 的那部分能损。这种截断的平均能量损失率可表示为

$$-\left.\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right|_{T<T_{\text{cut}}} = Kz^2\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\frac{1}{2}\ln\frac{2m_{\text{e}}c^2\beta^2\gamma^2T_{\text{cut}}}{I^2}-\frac{\beta^2}{2}\left(1+\frac{T_{\text{cut}}}{T_{\max}}\right)-\frac{\delta}{2}\right] \tag{2.1.12}$$

K 由式(2.1.7)定义。公式(2.1.13)和(2.1.6)类似，但又不完全相同。因为截断很大程度上消除了δ电子的影响，能损分布不再像式(2.1.9)那样有一个明显的朗道尾部；如前所述，在计及密度效应的贡献后(注意密度效应参数 δ 和δ电子是两个不同概念)，电离和激发能损随能量增加而趋于饱和，这个饱和区叫费米坪，如图2.1.4所示。

当粒子穿越多种元素构成的化合物或混合物质时，可以看作穿过多个按比例分布的纯元素层，因此其电离和激发能损可由下式计算

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \sum_i w_i\left.\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right|_i \tag{2.1.13}$$

式中 w_i 为第 i 种纯元素的质量比例，$\left.\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right|_i$ 为该元素的平均能量损失率。由于分子结构的差异引起的电离常数(激发能)变化可能给式(2.1.11)带来微小修正，但通常均可忽略。

至此，我们已详细讨论了重(质量比电子质量大)带电粒子穿越物质时因电离和激发过程所引起的能量损失公式。而当入射粒子是电子时，其能损情况有所不同，需要单独处理。这一方面是由于即使在很低能量下(MeV 能区)电子因辐射过程损失的能量也不可忽略；另一方面则是由于在电离过程中，入射粒子与物质原子中的电子是全同粒子，其散射过程需要特殊处理。

对于电子的电离过程，由于散射后无法区分原初电子和次级电子，其能量传递和式(2.1.1)不同。考虑一个电子在碰撞后获得 T 的动能，而另一个电子的动能是 $E-m_{\text{e}}c^2-T$ (E 为入射电子的总能量)，根据全同粒子的特性，能量传递将在

$\left[0, \frac{1}{2}(E - m_e c^2)\right]$ 区间内变化，而不是 $[0, E - m_e c^2]$。

此效应很容易在公式(2.1.6)中体现出来，将式中的 T_{max}（以及 $2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \approx T_{max}$）变为新的表达式即可。对于相对论电子，$\frac{1}{2}(E - m_e c^2)$ 可以近似为 $\frac{1}{2}E = \frac{1}{2}\gamma m_e c^2$，取 $z = 1$，则电子的能损公式可近似为

$$-\frac{dE}{dx} = K\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\ln\frac{\gamma m_e c^2}{2I} - \beta^2 - \frac{\delta^*}{2}\right] \tag{2.1.14}$$

其中 δ^* 与之前的定义略有不同。在详细考虑入射重带电粒子和电子之间的差别，并计及电子-电子散射的运动学限制和自旋、屏蔽效应后，更精确的电子能损公式为

$$-\frac{dE}{dx} = K\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\ln\frac{\gamma m_e c^2 \beta\sqrt{\gamma - 1}}{\sqrt{2}I} + \frac{1}{2}(1 - \beta^2) - \frac{2\gamma - 1}{2\gamma^2} + \frac{1}{16}\left(\frac{\gamma - 1}{\gamma}\right)^2\right]$$

对正电子的处理是类似的，不同之处是入射粒子和散射电子的质量相同，但不是全同粒子。其能损公式如下

$$-\frac{dE}{dx} = K\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left\{\ln\frac{\gamma m_e c^2 \beta\sqrt{\gamma - 1}}{\sqrt{2}I} - \frac{\beta^2}{24}\left[23 + \frac{14}{\gamma + 1} + \frac{10}{(\gamma + 1)^2} + \frac{4}{(\gamma + 1)^3}\right]\right\}$$

由于正电子是电子的反粒子，那么还有更多一层的考虑。当正电子损失完能量而静止下来时，它将和一个电子发生湮灭，产生两个背对背发射的光子，在质心系中每个光子的能量都是 0.511 MeV。在飞行过程中正电子的湮灭截面为[7]

$$\sigma(Z, E) = \frac{Z\pi r_e^2}{\gamma + 1}\left[\frac{\gamma^2 + 4\gamma + 1}{\gamma^2 - 1}\ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}) - \frac{\gamma + 3}{\sqrt{\gamma^2 - 1}}\right]$$

电离产额

入射带电粒子在物质中因激发和电离所损失的能量将产生沿粒子径迹分布的电子-离子对。这里需要注意的是原初电离和总电离两个概念。原初电离是由入射粒子通过电离过程直接产生的电子-离子对，而某些获得较多能量转移的电子（δ电子）可以产生次级电离，所有的次级电离和原初电离合起来构成总电离。

产生一个电子-离子对需要的平均能量（W 值）超过物质的电离能，这是因为

物质原子的内层电子也可参与到电离过程中，入射粒子传递能量的一部分可能因原子激发而被消耗掉。对于相对论粒子，特定物质的 W 值基本保持不变；在较低运动速度时，W 值会略微有所增加。

对于气体，W 值约为 30 eV，但气体的纯度对其影响很大。表 2.1.2 给出了部分气体的 W 值及最小电离粒子产生的原初电子-离子对数目（n_p）和总电离数（n_T）等参数[8]（注意其中电离能 I_0 和上一节中的平均激发能 I/Z 是不同的概念）。由于实验上很难区分原初电离和次级电离，因此 n_p 的具体数值存在一定的不确定性。总电离数 n_T 可以通过在探测器中沉积的总能量导出

$$n_T = \frac{\Delta E}{W} \tag{2.1.15}$$

注意只有当粒子损失的能量全部沉积在探测器中上式才是正确的。

表 2.1.2　一些气体的电离能 I_0，W 值，原初电离数 n_p 和总电离数 n_T
（气体处于标准气压和温度下，入射粒子为最小电离粒子）

气体种类	密度 ρ[g/cm^3]	I_0[eV]	W[eV]	n_p[cm^{-1}]	n_T[cm^{-1}]
氢	8.99×10^{-5}	13.6	37	5.2	9.2
氦	1.786×10^{-4}	24.6	41	5.9	7.8
氮	1.250×10^{-3}	14.5	35	10	56
氧	1.428×10^{-3}	13.6	31	22	73
氖	9.005×10^{-4}	21.6	36	12	39
氩	1.782×10^{-3}	15.8	26	29	94
氪	3.74×10^{-3}	14.0	24	22	192
氙	5.858×10^{-3}	12.1	22	44	307
二氧化碳	1.977×10^{-3}	13.7	33	34	91
甲烷	7.17×10^{-4}	13.1	28	16	53
丁烷	2.67×10^{-3}	10.8	23	46	195

在固体探测器（如半导体探测器）中，入射粒子能损将产生电子-空穴对。在固体硅和锗中产生一个电子-空穴对所需的能量分别是 3.6 eV 和 2.85 eV，远低于表 2.1.2 中气体的 W 值，这意味着在固体探测器中产生的载流子（电子和空穴）数目与气体中相比（其载流子为电子和离子）要大得多。因此，沉积相同的能量，固体探

测器测得的载流子统计涨落远比气体探测器小。

相应于一定的能量沉积，载流子对的产生是一个随机过程。假设平均有 N 对载流子产生，我们可以简单地认为其统计涨落服从泊松分布，即 $\sqrt{N}$。然而实际情况并非如此，载流子对数目的统计涨落一般要比泊松分布给出的值小 $\sqrt{F}$ 倍，$\sqrt{F}$ 的值与具体物质有关。此效应由法诺(Fano)首先发现[9]，因而 $\sqrt{F}$ 被称为法诺因子，它实际上来源于能量守恒定律对载流子产生过程的限制。关于法诺因子我们在第3章中还将详细介绍。

需要注意的是，固定能量沉积产生的总电离数起伏和在薄层吸收体内能损的朗道起伏是完全不同的，后者没有能量守恒产生的附加限制，因而没有法诺因子的贡献。一般来说，对于将全部能量沉积在探测器灵敏体积内的粒子而言，都需考虑法诺因子。

表2.1.3列出了一些情况下的法诺因子，可以看出，它对能量分辨率的改善是很大的。

需要指出，随着探测设备和电子学水平的提高，实际上法诺因子甚至比理论预期的结果还要小，原因尚不清楚。

表2.1.3　一些常见探测器物质的法诺因子[10]

放射源	能　量	吸收体	F
X射线	5.9 keV	氩+10%甲烷	0.21
	2.6 keV		0.31
α粒子	5.03 MeV		0.18
	5.68 MeV	氩+0.8%甲烷	0.19
质子	1～4.5 MeV	硅	0.16

2.1.2　多次散射

带电粒子穿过物质时会被原子核和电子的库仑势散射(对于强子，强相互作用也有部分贡献)，每次散射都将轻微地影响粒子的运动，大量散射过程的结果就是带电粒子将略微偏离原来的入射方向，如图2.1.5所示。库仑散射的散射角分布由莫里哀(Molière)理论描述[11]，对小角度散射，散射角 $\theta(=\theta_{\text{space}})$ 分布在平均值0附近，可以用高斯分布描述；因带电粒子与核碰撞而产生的大角度散射则类似于卢瑟福散射，其分布具有较高的尾部(与高斯分布相比)。

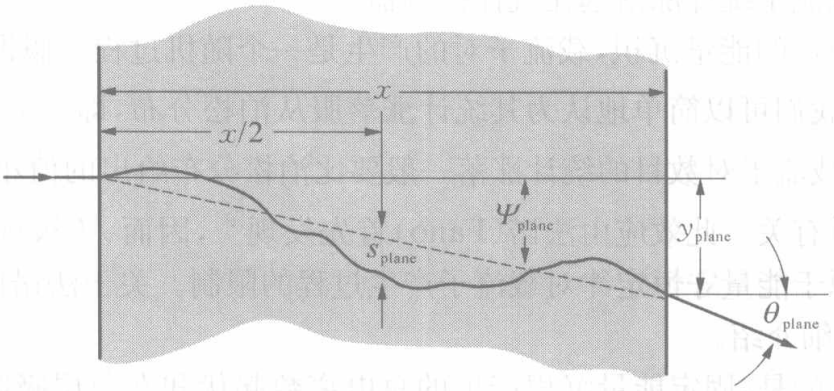


图 2.1.5　带电粒子在物质中的多次散射示意图(粒子沿页面水平入射)

由图 2.1.5,选取页面为参考平面,投影到该平面的入射粒子的散射角(θ_{plane})分布均方根(root mean square, rms)可以近似表述为

$$\theta_{\text{plane}}^{\text{rms}} = \sqrt{\langle \theta_{\text{plane}}^2 \rangle} = \frac{13.6}{\beta cp} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0} \right] \tag{2.1.16}$$

其中动量 p 单位为 MeV/c,x/X_0 是以辐射长度为量度的物质厚度。辐射长度 X_0 的定义详见后文。在 $10^{-3} < x/X_0 < 10^2$ 范围内,公式(2.1.16)对所有的纯物质均成立,其误差好于 11%。

式(2.1.16)还可以进一步简化,对于绝大多数实际应用情况,有

$$\theta_{\text{plane}}^{\text{rms}} = \frac{13.6}{\beta cp} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \tag{2.1.17}$$

其中 z 已取为 1。θ_{plane}考虑的是二维情况,当需要考虑三维情况时,有

$$\theta_{\text{space}}^{\text{rms}} = \sqrt{2}\,\theta_{\text{plane}}^{\text{rms}} = \frac{19.2}{\beta cp} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \tag{2.1.18}$$

2.1.3　辐射能量损失

高速粒子穿越物质时,除了通过电离和激发能损外,还将通过与物质中原子核的库仑场相互作用而损失能量。在入射粒子能量很高时(如 $E > 1$ TeV),这种能量损失起主导作用。其作用方式主要包括以下几种途径。

韧致辐射

带电粒子在受到库仑场的减速时,将一部分动能以光子的形式发射出来,这就是韧致辐射(bremsstrahlung)。

因韧致辐射而造成的平均能量损失率由下式给出[1]

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = 4\alpha N_{\mathrm{A}} \frac{Z^2}{A} z^2 \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e^2}{mc^2}\right)^2 E \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \tag{2.1.19}$$

Z 和 A 为物质的原子序数和原子量，z、m 和 E 分别为入射粒子的电荷量(以电子电荷 e 为单位)、质量和能量，α 为精细结构常数。对于电子，其韧致辐射能损可由式(2.1.19)推得

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = 4\alpha N_{\mathrm{A}} \frac{Z^2}{A} r_{\mathrm{e}}^2 E \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \tag{2.1.20}$$

式(2.1.20)要求 $E \gg m_{\mathrm{e}}c^2/\alpha Z^{1/3}$ 成立。

需要强调的是，与电离能损不同，韧致辐射能损正比于入射粒子的能量，而反比于其质量平方。

由于电子是最轻的带电粒子，其韧致辐射能损非常显著。将式(2.1.20)改写为以下形式

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{E}{X_0} \tag{2.1.21}$$

此式定义了一个新的物理量 X_0，称为辐射长度，它表示的是一个高能电子通过韧致辐射能量损失到 1/e(此处 e 为自然对数常数)所经过的平均路程。由式(2.1.20)和(2.1.21)，显然有

$$X_0 = \frac{A}{4\alpha N_{\mathrm{A}} Z^2 r_{\mathrm{e}}^2 \ln(183/Z^{1/3})} [\mathrm{g/cm^2}] \tag{2.1.22}$$

辐射长度与物质原子序数的关系大致为 $X_0 \propto Z^{-2}$，这来源于粒子与核的库仑场的相互作用。

物质原子中的电子库仑场也对韧致辐射有贡献，其作用截面的计算与原子核的计算过程相同，唯一的区别是当入射粒子同电子的库仑场作用时，电荷量总是1。而原子中有 Z 个电子，因此考虑到电子的附加贡献后，式(2.1.22)中的 Z^2 项需要更改为 $Z^2 + Z$，相应的辐射长度的表达式也要改变

$$X_0 = \frac{A}{4\alpha N_{\mathrm{A}} Z(Z+1) r_{\mathrm{e}}^2 \ln(183/Z^{1/3})} [\mathrm{g/cm^2}] \tag{2.1.23}$$

此外，核外电子会在一定程度上屏蔽核的库仑场，也将影响辐射长度的计算公式。

计及这些因素后，常用的经验公式是

$$X_0 = \frac{716.4 \cdot A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})}[\mathrm{g/cm^2}] \tag{2.1.24}$$

此式与最精确的结果相比，误差只有几个百分点。

由于辐射长度的定义通常取电子为入射粒子，因此 X_0 只依赖于物质的性质。对于其他入射带电粒子，辐射长度反比于粒子的电荷量平方，而正比于其质量平方，如式(2.1.19)所示。注意在各种文献中，除非特别说明，辐射长度总是指电子的辐射长度。

对公式(2.1.21)积分，可以得到

$$E = E_0 \mathrm{e}^{-x/X_0} \tag{2.1.25}$$

该式描述了带电粒子的能量因辐射损失而指数衰减。注意区分这里的能量衰减和后文的光子束流强度衰减。

多种元素的化合物或混合物的辐射长度可近似由下式计算

$$1/X_0 = \sum\nolimits_i w_i / X_0^i \tag{2.1.26}$$

其中 w_i 和 X_0^i 分别是第 i 种元素的质量比例和辐射长度。

韧致辐射能损正比于入射粒子的能量，而电离能损在达到最小电离以后正比于能量的对数，因此最终辐射能损将超过电离能损。对于电子，当两种能损相等时，对应的入射能量称为临界能量 E_c[12]

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}(E_\mathrm{c})\Big|_{\mathrm{ion.}} = -\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}(E_\mathrm{c})\Big|_{\mathrm{brems.}} \tag{2.1.27}$$

原则上，临界能量可以通过公式(2.1.6)、(2.1.19)和(2.1.27)计算出来。但在许多文献中，常常直接给出临界能量的数值列表。此外，洛西(Rossi)还给出另外一种临界能量的定义[1]，即要求在 E_c 处每辐射长度的电离能损等于入射电子的总能量。两种定义给出的临界能量略有不同，如图2.1.6所示。在 $|\mathrm{d}E/\mathrm{d}x|_{\mathrm{brems.}} \approx E/X_0$ 的近似下(图中虚线)，这两种定义是等价的。对于固态元素，下面的公式[13]

$$E_\mathrm{c} = \frac{610\ \mathrm{MeV}}{Z+1.24} \tag{2.1.28}$$

可以给出满意的结果。此外，还存在一些类似的近似公式[12, 14]。

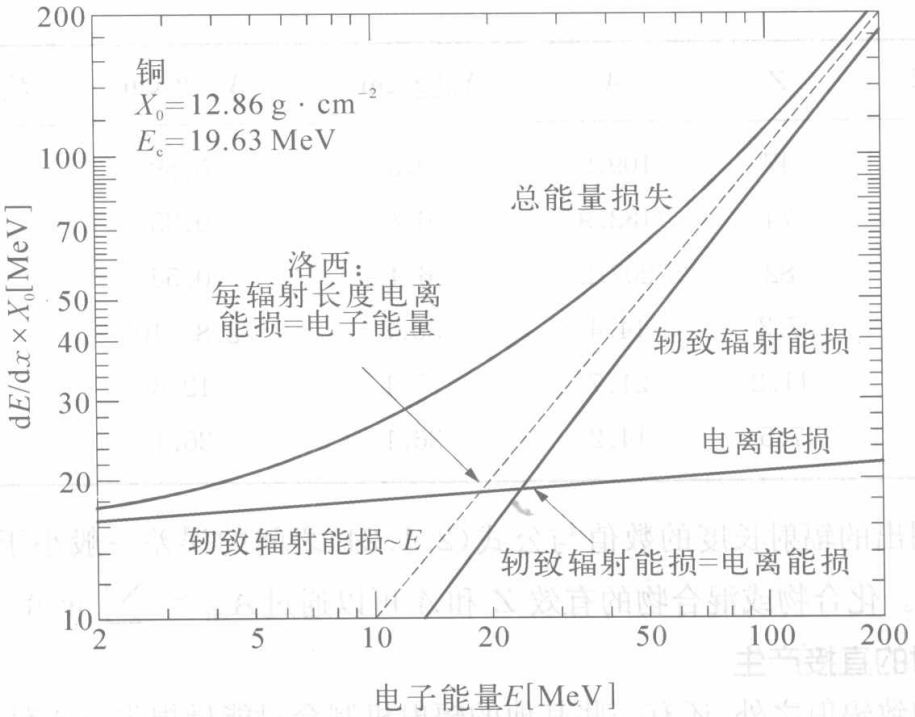


图 2.1.6　临界能量 E_c 的两种定义

表 2.1.4 给出了一些物质的辐射长度和临界能量。与辐射长度一样，临界能量也正比于入射粒子的质量平方。例如，对 μ 轻子在铁中的临界能量，$E_c^{\mu} \approx E_c^{e} \dfrac{m_{\mu}^2}{m_e^2} = 890$ GeV。

表 2.1.4　一些吸收体物质的辐射长度和临界能量

物　质	Z	A	X_0[g/cm^2]	X_0/ρ[cm]	E_c[MeV]
氢	1	1.01	63.0	7.0×10^5	350
氦	2	4.00	94.3	5.3×10^5	250
锂	3	6.94	82.8	155.1	180
碳	6	12.01	42.7	18.9	90
氮	7	14.01	38.0	3.0×10^4	85
氧	8	16.00	34.2	2.4×10^4	75
铝	13	26.98	24.0	8.9	40
硅	14	28.09	21.8	9.4	39
铁	26	55.85	13.8	1.75	20.7
铜	29	63.55	12.9	1.44	18.8

续表

物　质	Z	A	X_0[g/cm^2]	X_0/ρ[cm]	E_c[MeV]
银	47	109.9	9.3	0.89	11.9
钨	74	183.9	6.8	0.35	8.0
铅	82	207.2	6.4	0.56	7.40
空气	7.3	14.4	36.7	2.8×10^4	84
石英	11.2	21.7	27.1	12.3	57
水	7.5	14.2	36.1	36.1	83

表中列出的辐射长度的数值与公式(2.1.24)之间的误差一般小于2.5%，对氢则为5%。化合物或混合物的有效Z和A可以通过$A_{\text{eff}} = \sum_i w_i A_i$计算得到。

电子对的直接产生

除了韧致辐射之外，还有一些其他的辐射机制会对能量损失有贡献，特别是在高能情况下。在核的库仑场作用下，入射粒子可以与物质作用，通过虚光子生成电子-正电子对(例如，$\mu + \text{nucleus} \rightarrow \mu + e^+ + e^- + \text{nucleus}$)。在某些情况下，这种机制引起的能量损失甚至比韧致辐射能损还大。通常电子对的直接产生引起的平均能量损失率可以参数化为

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{\text{pair pr.}} = b_{\text{pair pr.}}(Z, A, E)\cdot E \tag{2.1.29}$$

其中参数$b(Z, A, E)$在高能情况下只是缓慢地随能量变化。100 GeV的μ在铁中通过电子对直接产生损失的能量$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{\text{pair pr.}} = 3\times10^{-6}E\left[\frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}\right] = 0.3\left[\frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}\right]$。

相比韧致辐射而言，直接电子-正电子对发生低能量转移的几率较大，因此大能量传递仍主要来自韧致辐射过程。

光核作用

带电粒子可以通过虚规范粒子(这里指光子)与吸收物质的原子核发生非弹性散射，从而失去一部分能量，此即光核作用。它是辐射能损的较次要的一种方式。

和韧致辐射、电子对直接产生类似，光核作用引起的能损也正比于粒子能量

$$-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{\text{photonucl.}} = b_{\text{photonucl.}}(Z, A, E)\cdot E \tag{2.1.30}$$

100 GeV 的 μ 穿过铁时，其光核作用能损为 $-\left.\dfrac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right|_{\text{photonucl.}} = 0.04\left[\dfrac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}\right]$。

2.1.4　切伦科夫辐射

本节和下节介绍的两种作用机制对粒子能损而言都不重要，但都广泛应用于粒子物理探测装置中。

当带电粒子穿越透明介质时，若其速度 $v = \beta c$ 超过光在此介质中的速度 c/n（n 为该介质的折射系数），将产生一种定向的电磁辐射，即切伦科夫（Pavel Cherenkov）辐射。通常切伦科夫辐射可以理解为因粒子周围介质极化而产生的电偶极辐射。当粒子速度低于 c/n 时，电偶极子的分布是对称的，积分效果使总偶极矩为零，因而不会产生辐射；但当 $v > c/n$ 时，在粒子的前、后电偶极子的分布不再是对称的，具有不为零的随时间变化的总电偶极矩，辐射的光子满足干涉增强的条件，此时将发生切伦科夫辐射，如图 2.1.7 所示。

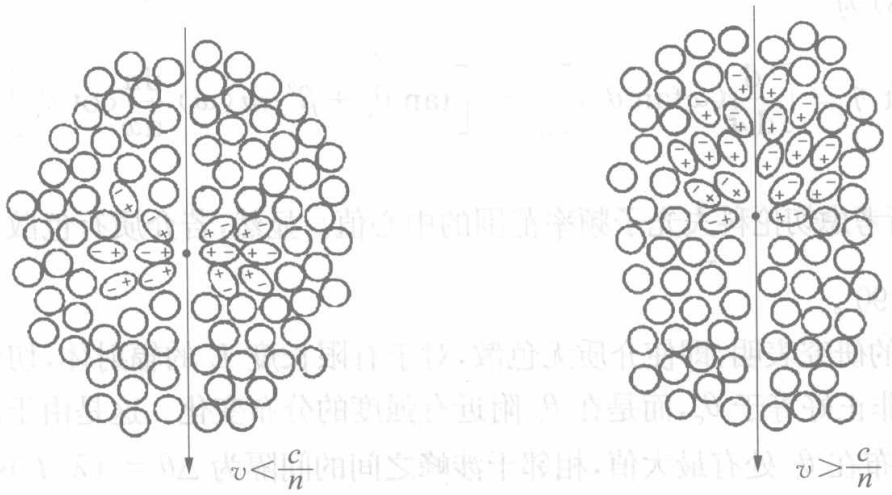


图 2.1.7　切伦科夫光发射原理示意图

此效应也可由类似冲击波产生的原理来解释。通过对沿粒子运行路径发射的惠更斯球形（电磁）波阵面的叠加，可以得到切伦科夫光的波前，如图 2.1.8 所示。在时间间隔 Δt 内，惠更斯波阵面前进的距离为 $c\Delta t/n$，而粒子的运动距离则为 $\beta c\Delta t$，由此可得切伦科夫光的方向

$$\cos\theta_{\mathrm{c}} = \frac{c\Delta t/n}{\beta c\Delta t} = \frac{1}{n\beta} \tag{2.1.31}$$

θ_{c} 为切伦科夫光与粒子运动方向之间的夹角，即切伦科夫角。可以看出，产生切伦科夫辐射的必要条件是 $n\beta > 1$，而相应的最小粒子运动速度是 $v_{\mathrm{t}} = c/n$，称为

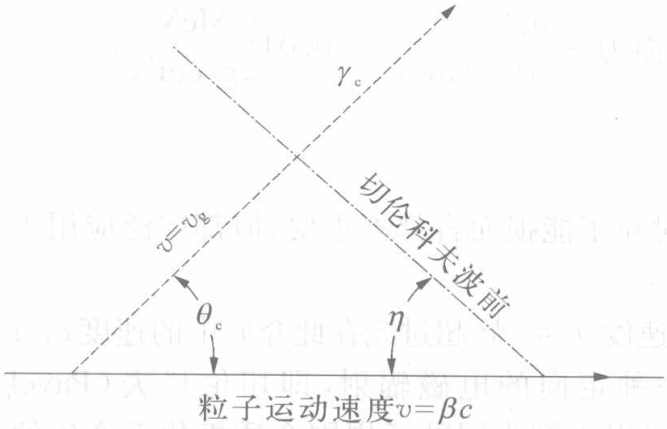


图 2.1.8　切伦科夫光发射角和波前

阈速度，相应的洛伦兹因子为 $\gamma_t = 1/(1-\beta_t^2)^{1/2}$。

实际应用的切伦科夫辐射体介质都是有色散的。设光子频率为 ω，波数 $k = 2\pi/\lambda$，则光子在介质中传播的群速度为

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = c\Big/\left[n(\omega) + \omega\frac{dn}{d\omega}\right] \tag{2.1.32}$$

对于无色散的介质，上式简化为 $v_g = c/n$。

塔姆(Tamm)[15]证明了在色散介质中，切伦科夫辐射集中在一个薄的光锥壳中，锥壳的顶点为运动粒子本身，即切伦科夫光锥跟随着粒子运动。其半张角 η（见图 2.1.8）为

$$\cot\eta = \left[\frac{d}{d\omega}(\omega\tan\theta_c)\right]_{\omega_0} = \left[\tan\theta_c + \beta^2\omega n(\omega)\frac{dn}{d\omega}\cot\theta_c\right]_{\omega_0}$$

其中 ω_0 为所考虑切伦科夫光子频率范围的中心值。显然，若介质有色散$\left(\frac{dn}{d\omega}\neq 0\right)$，则 $\theta_c + \eta \neq 90^\circ$。

更深入的研究表明，即使介质无色散，对于有限长度 L 的辐射体，切伦科夫光的发射角也并非正好等于 θ_c，而是在 θ_c 附近有强度的分布变化。这是由干涉效应造成的[16]。该分布在 θ_c 处有最大值，相邻干涉峰之间的间隔为 $\Delta\theta = (\lambda/L)\sin\theta_c$，其中 λ 为切伦科夫光的波长。电荷数为 z 的入射粒子，单位波长和角度区间发射的切伦科夫光子数为

$$\frac{d^2N}{d\lambda d\cos\theta} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda}\left(\frac{L}{\lambda}\right)^2\left(\frac{\sin x}{x}\right)^2\sin^2\theta \tag{2.1.33}$$

式中 $x(\theta) = [1/(n\beta) - \cos\theta]\pi L/\lambda$。当辐射体长度很长时（$L \gg \lambda$），式(2.1.33)中 $(\sin x/x)^2 L/\lambda$ 相当于在 $x = 0$ 处的 δ 函数，因而在对角度进行积分后，上式变为

$$\frac{dN}{d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2 L}{\lambda^2}\left[1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right] \tag{2.1.34}$$

因此如果探测器对紫外光灵敏，通常可得到更高的切伦科夫光产额。那么波长在某区间$[\lambda_1, \lambda_2]$(通常由探测器的灵敏性质决定)的切伦科夫光子数为

$$N = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}\lambda}\mathrm{d}\lambda$$

一些常用的切伦科夫辐射体及其性质在表2.1.5中给出。入射粒子通过切伦科夫辐射损失的能量很小，在计算能损时通常可以忽略。

表2.1.5　常用的切伦科夫辐射体性质(气压和温度为标准条件)

材　　料	$\delta = n - 1$	γ_t	β_t
金刚石	1.42	1.10	0.41
ZnS(Ag)	1.37	1.10	0.42
氟化铅	0.80	1.20	0.56
玻璃	0.46～0.75	1.22～1.37	0.57～0.68
(甲苯)闪烁体	0.58	1.29	0.63
(丙烯酸)树脂玻璃	0.48	1.36	0.68
水	0.33	1.52	0.75
气凝硅胶	0.025～0.075	2.7～4.5	0.93～0.976
戊烷	1.7×10^{-3}	17.2	0.998 3
二氧化碳	4.1×10^{-4}	34.1	0.999 6
氦	3.5×10^{-5}	123	0.999 97

如果两个带电粒子距离非常近(≤1粒子德布罗意波长)，它们的电磁场将相干地叠加起来，从而影响其切伦科夫辐射。例如，两个距离很近的正负电子对产生的切伦科夫辐射会被压制，比两个单独正负电子引起的辐射要小。这种相干的切伦科夫辐射在电磁簇射中较为显著[17]，已经应用在宇宙线大气簇射的研究和寻找超高能中微子簇射等方面[18]。

2.1.5　穿越辐射

在气体切伦科夫辐射中，辐射光子强度随气压不同而有所变化。仔细的观测表明，在气压趋于零处，仍然存在一定的辐射强度。由于此时切伦科夫阈速度趋于光速，因此这种辐射并非切伦科夫辐射，而是另外一种光子发射机制，称为穿越辐射。顾名思义，穿越辐射是在带电粒子穿越两种不同介电物质的边界处发生的。

例如，当气体切伦科夫辐射体气压降为零时，相当于粒子穿过真空和容纳气体的容器壁。

穿越辐射可以通过下面的物理图像理解（见图 2.1.9）。当真空中带电粒子向某物质边界运动时，所携带的电荷与（由物质极化引起的）镜像电荷形成一个电偶极矩。由于粒子的运动，偶极矩的场强随时间不断变化，在粒子进入物质的一瞬间，偶极矩的强度降为零。这样，随时间变化的偶极矩场就会产生电磁辐射，即穿越辐射。因穿越辐射所致的能量损失很低，在讨论带电粒子的总能损时通常可以忽略。



图 2.1.9　穿越辐射原理示意图

任何物质介电性质的变化都可以引起穿越辐射。

穿越辐射的一个特性是其辐射能量正比于入射带电粒子的洛伦兹因子 γ，而不是速度 β。由于大部分粒子作用过程都依赖于 β（如电离能损、切伦科夫辐射等），这就限制了 $\beta\to1$ 时粒子的鉴别能力。因此穿越辐射的 γ 依赖性在能量很高时就非常有用。此外，穿越辐射的光子在 X 射线能区，辐射能量的增加主要体现在光子能量的增加，而不是光子数目的增加。带电荷 ze 的粒子在穿越真空与某物质的边界时辐射的能量为

$$E = \alpha z^2 \gamma \hbar \omega_p / 3 \tag{2.1.35}$$

其中

$$\hbar\omega_p = \sqrt{4\pi N_e r_e^3 m_e c^2/\alpha} = 2\sqrt{4\pi N_e a_\infty^3} \cdot 13.6[\text{eV}]$$

ω_p 为介质的等离子体频率，N_e 为介质中的电子数密度，r_e 是经典电子半径，a_∞ 是玻尔半径。对于苯乙烯（styrene）或类似介质，$\sqrt{4\pi N_e a_\infty^3} \approx 0.8$，则 $\hbar\omega_p \approx 20$ eV。穿越辐射的发射角在 $1/\gamma$ 左右。

穿越辐射的能量分布在 $\hbar\omega\to0$ 时是对数发散的，而在 $\hbar\omega/\gamma\hbar\omega_p > 1$ 时迅速减小，大约一半的能量集中于 $0.1 \leqslant \hbar\omega/\gamma\hbar\omega_p \leqslant 1$ 区间。粒子的洛伦兹因子 $\gamma = 1\,000$ 时，穿越辐射的光子主要为软 X 射线。辐射能量随 γ 的增加主要体现为光

子能量的增大，而不是辐射光子数目的增加。对于辐射光子能量为 $\gamma\hbar\omega_p/4$ 的典型情况，其产额为

$$N_\gamma \approx \frac{1}{2}\frac{\alpha z^2 \gamma\hbar\omega_p}{3}\Big/\frac{\gamma\hbar\omega_p}{4} \approx \frac{2}{3}\alpha z^2 \approx 0.5\% \cdot z^2 \tag{2.1.36}$$

更精确地，能量 $\hbar\omega > \hbar\omega_0$ 的光子数有[19]

$$N_\gamma(\hbar\omega > \hbar\omega_0) = \frac{\alpha z^2}{\pi}\left[\left(\ln\frac{\gamma\hbar\omega_p}{\hbar\omega_0} - 1\right)^2 + \frac{\pi^2}{12}\right] \tag{2.1.37}$$

其精确度为 $(\hbar\omega_0/\gamma\hbar\omega_p)^2$ 量级。因此，大于某个固定能量($\hbar\omega_0 \ll \gamma\hbar\omega_p$)的光子数近似随 $\ln^2\gamma$ 增加；但对于能量大于 $\gamma\hbar\omega_p$ 的某百分比的光子数(如前例)，则光子数不变。例如，若要求 $\hbar\omega > \gamma\hbar\omega_p/10$，有 $N_\gamma = 2.519\alpha z^2/\pi = 0.59\% \cdot z^2$。

2.1.6　电磁相互作用引起的能量损失

总能量损失

不同于电离能损，轫致辐射、电子对直接产生和光核作用经常伴随着大的能量传递，因而能损的起伏也很大。在这种情况下，讨论平均能量损失率可能是不太合适的，因为这些过程可能产生极大的统计涨落。

尽管如此，我们还是给出总的平均能量损失率并将其参数化为

$$\begin{aligned}-\left.\frac{dE}{dx}\right|_{\text{total}} &= -\left.\frac{dE}{dx}\right|_{\text{ionization}} - \left.\frac{dE}{dx}\right|_{\text{brems.}} - \left.\frac{dE}{dx}\right|_{\text{pair pr.}} - \left.\frac{dE}{dx}\right|_{\text{photonucl.}} \\ &= a(Z, A, E) + b(Z, A, E)\cdot E\end{aligned} \tag{2.1.38}$$

其中 $a(Z, A, E)$ 代表公式(2.1.11)描述的能损，而系数 $b(Z, A, E)$ 代表轫致辐射、电子对直接产生和光核作用(即辐射过程)的总贡献。公式(2.1.38)常常应用于 μ 子的能损，并定义其临界能量

$$E_c^\mu = a/b \tag{2.1.39}$$

如图 2.1.1 中所示。注意此定义和前面通过轫致辐射能损定义的临界能量是有所不同的。

图 2.1.10 给出了 μ 子在铁吸收体中通过轫致辐射、电子对直接产生和光核作用过程损失能量的总系数 $b(Z, A, E)$ 和各子过程分别的贡献。能量很高时，$b(Z, A, E)$ 的各种过程贡献基本上都趋于常量，不随能量变化。图 2.1.11 则显

示了μ子在氢、铁和铀吸收体中的平均能量损失率。对于铁吸收体，还给出了电离、韧致辐射、电子对直接产生和光核作用过程的分别贡献。

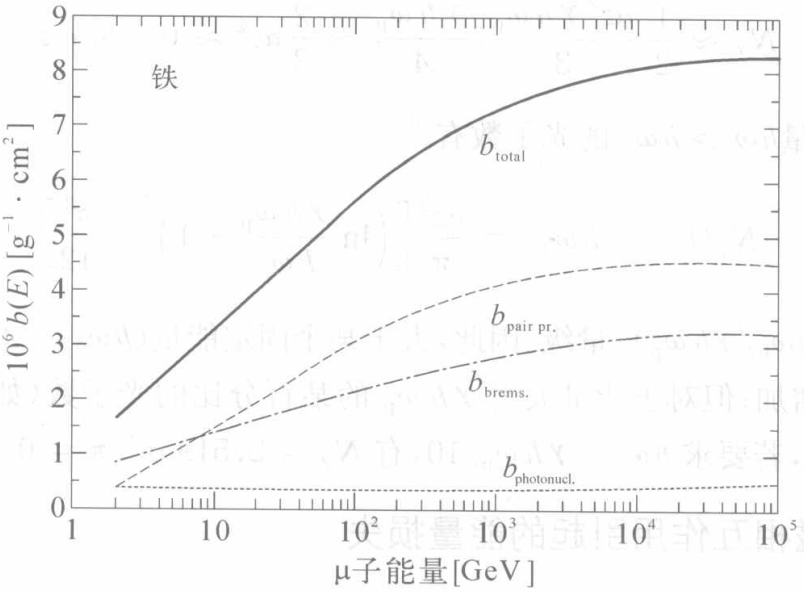


图 2.1.10　μ子在铁吸收体中通过韧致辐射、电子对直接产生和光核作用过程损失能量的系数

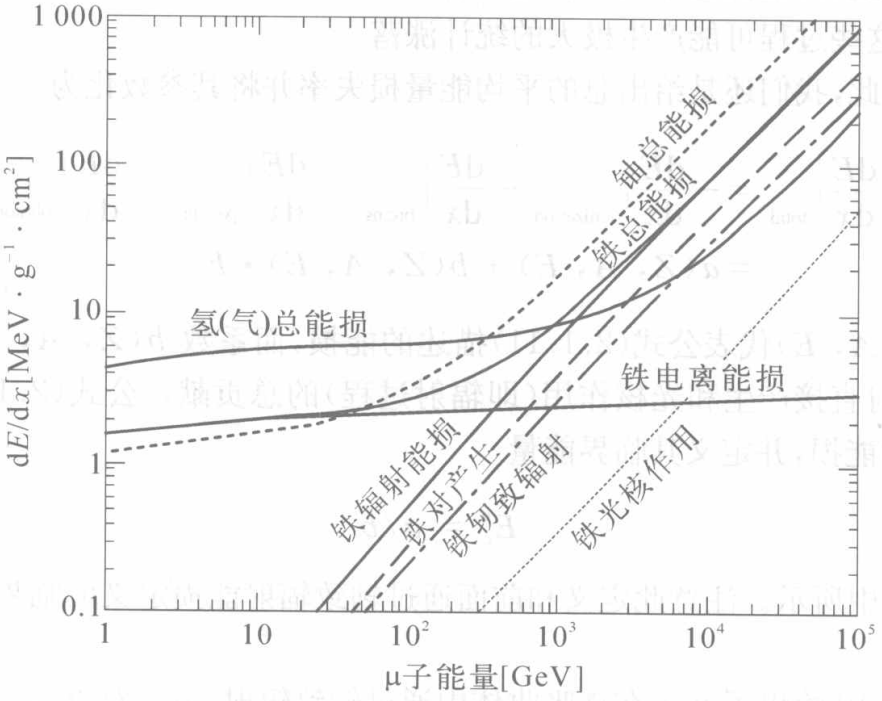


图 2.1.11　μ子在氢、铁和铀中的平均能损率(对于铁吸收体，还分别显示了电离、韧致辐射、电子对直接产生和光核作用过程的贡献)

在铁吸收体中，直到几百 GeV，μ 子因电离和激发而损失的能量仍占主要地位。当能量高于几个 TeV 后，轫致辐射和电子对直接产生成为能量损失的主要方式，光核作用的贡献只有 10%左右。由于这些过程的能量损失都正比于粒子能量，人们可以利用这个特性来建造取样型的 μ 子量能器。

轫致辐射、电子对直接产生和光核作用过程开始起主导作用的粒子能量还取决于吸收体物质。以 μ 子为例，对于铀，这个能量约为几百 GeV，但对于氢，则高达 10 TeV 以上。

带电粒子的射程-能量关系

由于能损机制的多样性，粒子在物质中的射程很难用一个简单的表达式来描述。而考虑到能损过程的随机性涨落，以及粒子在物质中的多次散射，甚至“射程”这个概念的定义都不容易确定，因为这些随机性都会使射程变得不确定。因此下面我们更多的是给出一些经验公式，以及它们的适用范围。

一般来说，射程可以由下式计算

$$R = \int_0^E \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}E/\mathrm{d}x} \tag{2.1.40}$$

然而，由于能损随能量的变化非常复杂，绝大多数情况下式(2.1.40)都做了部分近似。在处理低能粒子的射程时，尤其要注意总能量和动能的区别，因为粒子传递给物质的是动能。

对于动能在 2.5 MeV 至 20 MeV 区间的 α 粒子，其在空气(15 ℃，标准大气压)中的射程可以写为[19]

$$R_\alpha^{\mathrm{air}} = 0.31 E_{\mathrm{kin}}^{3/2}[\mathrm{cm}] \tag{2.1.41}$$

E_{kin} 的单位取 MeV，射程单位为 cm。如果是在其他的物质中，则 α 粒子的射程可以粗略地由下式得到

$$R_\alpha = 3.2 \times 10^{-4} \frac{\sqrt{A}}{\rho} R_\alpha^{\mathrm{air}}[\mathrm{cm}] \tag{2.1.42}$$

密度 ρ 的单位取 $\mathrm{g/cm^3}$，A 为物质的原子量。

对于质子，其动能在 0.6 MeV 至 20 MeV 之间时，在空气中的射程为

$$R_{\mathrm{p}}^{\mathrm{air}} = 100 \cdot \left(\frac{E_{\mathrm{kin}}}{9.3}\right)^{1.8}[\mathrm{cm}] \tag{2.1.43}$$

而电子($0.5\ \mathrm{MeV} \leqslant E_{\mathrm{kin}} \leqslant 5\ \mathrm{MeV}$)在铝中的射程为

$$R_e^{Al} = 0.526E_{kin} - 0.094[\text{cm}] \tag{2.1.44}$$

式(2.1.43)和(2.1.44)中的参数单位取法与式(2.1.41)一致。

图 2.1.12 显示的是电子在铝中的吸收情况[20]，给出了在不同的初始动能下，电子穿过一定的物质厚度后还剩余的比例。注意到图 2.1.12 中吸收曲线的不规则尾部，这显示了射程定义的困难。通常人们取曲线的线性下降部分，并将其外推到横坐标上，将交点对应的厚度定为射程。根据这种定义，图 2.1.13 给出了电子在多种物质中的射程。

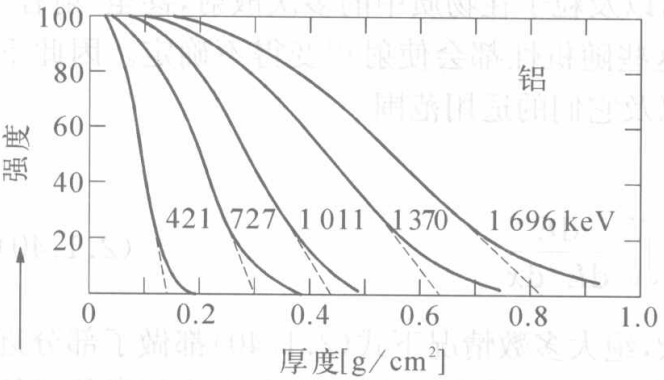


图 2.1.12 电子在铝中的吸收情况

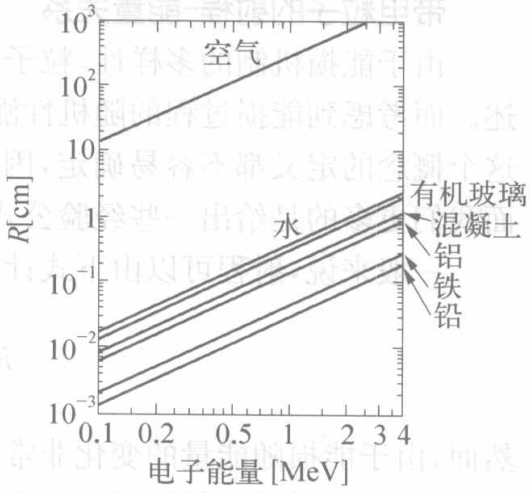


图 2.1.13 不同能量的电子在几种物质中的射程

高能 μ 子的射程可以通过公式(2.1.38)和(2.1.40)给出。忽略式(2.1.38)中系数 a 和 b 随能量的缓慢变化，将它们视为常数，则有

$$R_\mu \approx (1/b)\ln(1 + E/E_c^\mu) \tag{2.1.45}$$

E 为 μ 子入射能量，E_c^μ 为式(2.1.40)定义的临界能量。当 μ 子能量为 1 TeV时，在铁吸收体中的射程可达 265 m。

另外一个有用的公式是 μ 子在岩石中的射程[21]（常用于地下实验，参见图2.1.14），取岩石的 $Z = 11$，$A = 22$，当 μ 子能量大于 10 GeV 时，有

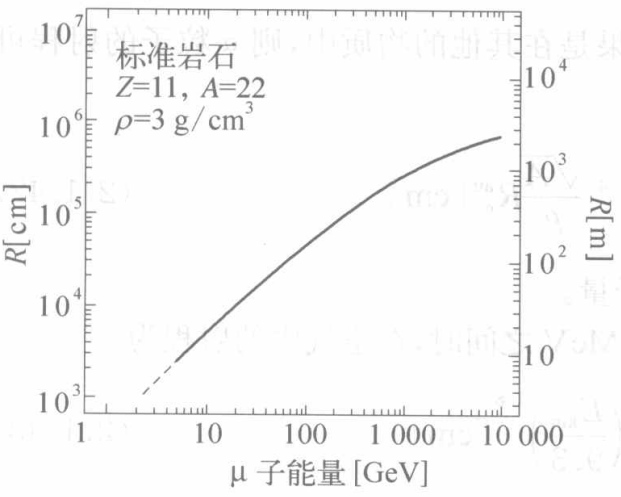


图 2.1.14 μ 子在岩石中的射程

$$R_\mu = \frac{1}{b}\ln\left(1+\frac{b}{a}E\right)\left(0.96\frac{\ln E - 7.894}{\ln E - 8.074}\right) \tag{2.1.46}$$

其中 $a = 2.2\ \dfrac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}$，$b = 4.4\times10^{-6}\ \dfrac{1}{\text{g/cm}^2}$，$E$ 的单位取 MeV。

*** 电离和辐射能损的统一模型**[22]

在前面我们已经就带电粒子与物质的各种相互作用分别做了介绍。由于粒子探测技术关注的是相互作用对探测器原理和设计方面的影响，我们一般直接给出各种作用截面和反应公式的最后结果，而不做一一具体推导。但为了更好地理解这些基本物理过程，在本节中，我们将以电离和各种辐射过程为例，更具体地推导带电粒子是如何在介质中损失能量的。

考察一个质量为 M、速度 $\boldsymbol{v} = \boldsymbol{\beta}c$、电荷数 $z = 1$ 的带电粒子与介电常数为 $\varepsilon = \varepsilon_1 + \mathrm{i}\varepsilon_2$、折射率为 n 的物质之间的电磁相互作用，并产生一个能量为 $\hbar\omega$、动量为 $\hbar\boldsymbol{k}$ 的光子，则由能量和动量守恒，可以给出入射粒子、出射粒子和光子之间的动量关系式

$$P = P' + P_\gamma$$

在光子能量较小的情况下（$\hbar\omega \ll \gamma Mc^2$，这里 γ 为入射粒子的洛伦兹因子），有

$$\omega = \boldsymbol{v}\cdot\boldsymbol{k} = vk\cos\theta_c \tag{2.1.47}$$

式中 θ_c 为入射粒子与光子运动方向的夹角。在物质中，光子的能量和动量之间的联系由色散关系给出

$$\omega^2 = \frac{k^2c^2}{\varepsilon} \tag{2.1.48}$$

联合式(2.1.47)和(2.1.48)，可得到

$$\sqrt{\varepsilon}\,\frac{v}{c}\cos\theta_c = 1 \tag{2.1.49}$$

若光子的能量低于物质的激发能（即处于“光学区”），介电常数 ε 为实数且 $\varepsilon > 1$，因而当 $v > c/\sqrt{\varepsilon}$ 时 θ_c 有实数解。也就是说，当粒子运动速度超过光在物质中的相速度 $c/\sqrt{\varepsilon}$ 时，可以发射真实光子，此即切伦科夫效应。若光子能量在 2 eV 至 5 keV之间，则物质的介电常数通常为复数，且 $\varepsilon_1 < 1$，$\varepsilon_2 > 0$，入射粒子与物质原子间通过交换虚光子发生激发和电离过程，同时入射粒子损失部分能量。若光子能量继续增加（>5 keV），即 X 射线能区，物质吸收系数将减小，$\varepsilon_2 \ll 1$，仍有

$\varepsilon_1 < 1$，此时切伦科夫阈速度超过真空中的光速(因此不会产生切伦科夫辐射)，但仍可在物质不连续处产生辐射，此即穿越辐射。

下面我们通过一个简化的二维模型考察这些过程的一些性质。设入射粒子沿坐标系 z 轴方向运动，即 $\boldsymbol{v} = (0, 0, v)$，观测者处于坐标$(0, y, z)$处，则由式(2.1.47)和(2.1.48)可得 $vk_z = \omega$ 和 $k_y^2 + k_z^2 = \omega^2\varepsilon/c^2$ (注意，在二维模型中)，由此有

$$k_y = \frac{\omega}{v}\sqrt{\frac{v^2\varepsilon}{c^2} - 1}$$

标记光在物质中的相速度为 $c_m = c/\sqrt{\varepsilon}$，并设 $\beta' = v/c_m$ 和 $\gamma' = 1/\sqrt{1-\beta'^2}$，则有

$$k_y = \frac{\omega}{v}\sqrt{\beta'^2 - 1} \tag{2.1.50}$$

式(2.1.50)的解分两种情况：

(1) $\beta' > 1$，于是 k_y、k_z 均为实数，相应的平面电磁波解的形式为 $\exp[\mathrm{i}(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r} - \omega t)]$；

(2) $\beta' < 1$，于是 k_y 为纯虚数，电磁场的横向分量不再是波动形式，其强度按衰减长度 y_0 减弱

$$\exp[\mathrm{i}(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r} - \omega t)] = \exp\left[\mathrm{i}\frac{\omega}{v}(z - vt)\right]\exp\left(-\frac{y}{y_0}\right) \tag{2.1.51}$$

其中

$$y_0 = \frac{v}{\omega}\frac{1}{\sqrt{1-\beta'^2}} = \frac{\beta'\gamma'}{k}$$

可以看出，随着粒子速度的增加，横向电磁场的作用范围相应地随 $\beta'\gamma'$ 线性扩大。这种横向场的相对论扩展即为粒子电离能损相对论上升的原因。改用参量 β 和 γ 表示后，上式变为

$$y_0 = \frac{\beta}{k_0\sqrt{1/\gamma^2 + (1-\varepsilon)\beta^2}} \tag{2.1.52}$$

k_0 为真空中的波矢。对于(2)的情况，又有两种可能：

(i) $\varepsilon > 1$，这相当于光子能量处于光学区，低于物质的激发能。当 β' 逐渐增大而

趋于1时，横向场的范围相应增大，直至达到切伦科夫阈值 $\beta' = 1$，此时 $y_0 \to \infty$。

(ii) $\varepsilon < 1$，此时光子能量高于电离(和激发)阈能。带电粒子速度增加时，横向场范围也会增大，但式(2.1.52)中的分母不会趋于零(注意此时 $c_m > c$)，因此 y_0 将在 $\beta \to 1(\gamma \to \infty)$ 时达到最大值

$$y_0^{\max} = \frac{1}{k_0\sqrt{1-\varepsilon}} \tag{2.1.53}$$

这个最大值对应于电离能损的饱和坪区。进入此坪区时的粒子速度大致为

$$(\beta\gamma)_{\text{sat}} \sim \frac{1}{\sqrt{1-\varepsilon}} \tag{2.1.54}$$

相当于式(2.1.52)分母中的两项相等。由于物质介电系数 $\varepsilon - 1$ 正比于密度 ρ，因此致密的物质更早到达饱和坪区

$$(\beta\gamma)_{\text{sat}} \sim \frac{1}{\sqrt{\rho}} \tag{2.1.55}$$

可以看出，这种密度效应可以理解为横向电磁场扩展到相邻物质原子的结果，即相邻原子被极化，从而产生屏蔽场，抑制了横向场的继续扩展。相对于气体而言，密度高的物质在速度较低处即可产生此效应。例如，标准情况下惰性气体中电离能损的相对论上升可达50%～70%，而在液体或固体中只上升百分之几。

根据模型的具体计算，可以给出带电粒子在物质中每电子单位能损的微分截面为

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}E} = {} & \frac{\alpha}{\beta^2\pi}\frac{\sigma_\gamma(E)}{EZ}\ln\frac{1}{[(1-\beta^2\varepsilon_1)^2+\beta^4\varepsilon_2^2]^{1/2}} + \frac{\alpha}{\beta^2\pi}\frac{\sigma_\gamma(E)}{EZ}\ln\frac{2mc^2\beta^2}{E} \\ & + \frac{\alpha}{\beta^2\pi}\frac{1}{E^2}\int_0^E \frac{\sigma_\gamma(E')}{Z}\mathrm{d}E' + \frac{\alpha}{\beta^2\pi}\frac{A}{ZN_A\rho\hbar c}\left(\beta^2 - \frac{\varepsilon_1}{|\varepsilon|^2}\right)\Theta\end{aligned} \tag{2.1.56}$$

这里 α 是精细结构常数，$\varepsilon = \varepsilon_1 + \mathrm{i}\varepsilon_2$ 是物质的复介电常数，Θ 是复表达式 $1 - \varepsilon_1\beta^2 + \mathrm{i}\varepsilon_2\beta^2$ 的相角，σ_γ 是能量为 E 的光子被物质中原子吸收的反应截面。

由式(2.1.56)，我们可以定量地讨论一些前面章节的公式。当光子能量低于物质的激发能时，光子处于光学区，不与物质作用，因而 σ_γ 为零，式(2.1.56)中等号右边的前三项没有贡献，只剩下第四项，它描述的是切伦科夫效应。此时 $\varepsilon_2 = 0$ 且 $\varepsilon = \varepsilon_1$，相角 Θ 在切伦科夫阈速度处发生由0(低于阈值)至 π(高于阈值)的跳

变。取 β 高于阈速度并将式(2.1.56)乘以物质的电子数密度后，可得到带电粒子穿过长度 L 的物质时发射的光子通量为

$$\frac{\mathrm{d}N}{\hbar \mathrm{d}\omega} = \frac{\alpha}{\hbar c} L\left(1 - \frac{1}{\beta^2 \varepsilon}\right) \tag{2.1.57}$$

对于长辐射体($L \gg \lambda$，λ 为光子波长)，上式给出了切伦科夫辐射强度，容易看出，此即为式(2.1.33)结果。而对于薄辐射体，在发射角 θ 很小、粒子速度很大($\beta \sim 1$)时，式(2.1.57)可以用来推导在 X 射线能区通过穿越辐射发射的光子数。此时 $\varepsilon_2 \ll 1$ 且 $\varepsilon_1 \to 1$，有 $\varepsilon = 1 - \omega_\mathrm{p}^2/\omega^2$ (ω_p 为电子的等离子体频率)，可得(穿越辐射)光子数分布为

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}\omega \mathrm{d}\Omega} = \frac{\alpha\theta^2}{\pi\omega} \cdot 4\sin^2\left[\frac{\omega L}{4c}\left(\frac{\omega_\mathrm{p}^2}{\omega^2} + \theta^2 + \frac{1}{\gamma^2}\right)\right] \\ \cdot \left(\frac{1}{1/\gamma^2 + \omega_\mathrm{p}^2/\omega^2 + \theta^2} - \frac{1}{1/\gamma^2 - \theta^2}\right)\end{aligned} \tag{2.1.58}$$

其中 $\mathrm{d}\Omega = 2\pi \mathrm{d}(\cos\theta)$。可以证明，在发射角 $\theta = 1/\gamma$ 处此分布有最大值，如前所述，且能流密度正比于 $\gamma\alpha\hbar\omega_\mathrm{p}$，即式(2.1.35)。

式(2.1.56)中的前三项描述了粒子的电离能损。其中第三项对应的是产生一个能量较高的敲出电子(δ 电子)的几率。由平均激发能 I 积分至最大传递动能 $E_\mathrm{kin}^\mathrm{max}$ 后，即可得到单位路径 $\mathrm{d}x$ 的平均能量损失率，即 Bethe - Bloch 公式。具体的积分过程可参见文献[2]和[4]。

2.2 光子和物质的相互作用

光子可以通过与物质的相互作用被间接探测到。这些作用过程产生带电的次级粒子，随后在探测器的灵敏体积内通过电离等过程被记录下来。光子与物质的相互作用与带电粒子的电离过程有本质的不同，它要么被完全吸收(光电效应或对产生过程)，要么以相当大的角度被散射掉(康普顿效应)。由于吸收或散射是随机的，因此对于光子不可能给出射程的定义。

一束光子，其强度随通过物质的长度而指数衰减

$$I = I_0 e^{-\mu x} \tag{2.2.1}$$

质量衰减系数 μ 与光子的各种相互作用过程的截面有关

$$\mu = \frac{N_A}{A} \sum_i \sigma_i \tag{2.2.2}$$

其中 σ_i 为第 i 种过程的原子反应截面，A 为原子量，N_A 为阿伏加德罗常数。

质量衰减系数强烈依赖于光子能量。在低能区（100 keV $\geqslant E_\gamma \geqslant$ 电离能），光电效应起主导作用

$$\gamma + \text{atom} \rightarrow \text{atom}^* + e^-$$

在中能区（$E_\gamma \sim 1$ MeV）康普顿效应最显著，即光子和物质原子中准自由的电子发生散射

$$\gamma + e^- \rightarrow \gamma' + e^{-\prime}$$

当能量更高时（$E_\gamma \gg 1$ MeV），对产生的作用截面最大

$$\gamma + \text{nucleus} \rightarrow \text{nucleus} + e^- + e^+$$

式(2.2.1)中质量衰减系数的单位通常是$(g/cm^2)^{-1}$，而 x 的单位是 g/cm^2，即面质量密度。如果取 x 的单位为 cm，则系数 μ 需乘上物质密度 ρ。

2.2.1　光电效应

原子中的电子可以完全吸收一个光子的能量，从而摆脱原子的束缚，而由于能量守恒的限制，自由电子不可能做到这一点（即不存在 $\gamma + e \rightarrow e'$ 反应），电子吸收光子需要第三个碰撞体（即原子核）提供反冲能。在光子的吸收截面中，K-壳层电子的截面特别大，约为总截面的 80%，其主要原因就是 K-壳层电子最接近原子核。由于各原子态壳层（或能级）的分立性，光电效应截面随入射光子能量的变化也是不连续的，这些不连续的地方称为吸收边。在非相对论能区，不考虑吸收边的情况下，非相对论玻恩近似给出光电效应的总截面为[23]

$$\sigma_{\text{photo}}^{K} = \left(\frac{32}{\varepsilon^7}\right)^{1/2} \alpha^4 Z^5 \sigma_{\text{Th}}^{e} [\text{cm}^2/\text{atom}] \tag{2.2.3}$$

其中 $\varepsilon = E_\gamma / m_e c^2$ 为约化光子能量，$\sigma_{\text{Th}}^{e} = 8\pi r_e^2/3 = 6.65 \times 10^{-25}$ cm^2 为光子-电子弹性散射的汤姆孙截面。在靠近吸收边处，截面随能量的关系需乘上一个修正函数 $f(E_\gamma, E_\gamma^{\text{edge}})$，该函数同时依赖于光子能量和吸收边对应的能量。光子能量很

高时（$\varepsilon \gg 1$），光电效应的总截面为

$$\sigma_{\text{photo}}^{\text{K}} = 4\pi r_e^2 \alpha^4 Z^5 / \varepsilon \tag{2.2.4}$$

由公式(2.2.3)和(2.2.4)，可以看出光电截面近似正比于 Z^5，意味着光子并非同原子中某个孤立的电子发生相互作用。考虑其他与 Z 有关的修正后，光电截面随 Z 的变化关系非常复杂。在 $0.1\,\text{MeV} \leqslant E_\gamma \leqslant 5\,\text{MeV}$ 这个能区，Z 的幂次指数在4到5之间变化。

当原子的内壳层（例如K-壳层）发生光电效应时，还可能产生以下一些次级效应。如果内壳层留下的空位被一个来自外壳层的电子填充，则内外壳层之间的能量差 ΔE 将以特征X射线的形式发射出去。然而，这个能量差也可能被转移给同一原子中的另一个电子，如果 ΔE 大于那个电子所处壳层的束缚能，原子将再发射一个电子。此效应被称为俄歇（Auger）效应，第二个发射出去的电子叫俄歇电子。俄歇电子的能量与光电效应发射的电子相比要小得多。例如，光电效应发生在K-壳层（束缚能 B_K），而K-壳层留下的空位被一个L-壳层（束缚能 B_L）的电子填充，激发能 $B_K - B_L$ 可能转移给另外一个L-电子，如果 $B_K - B_L > B_L$，则这个L-电子将脱离原子束缚，其能量为 $B_K - 2B_L$。

2.2.2 康普顿效应

康普顿效应描述的是光子在准自由电子上的散射过程。在考虑该效应时，电子在原子中的束缚能通常忽略不计。单电子康普顿散射截面由下面的克莱因-仁科（Klein - Nishina）公式给出[24]

$$\sigma_c^e = 2\pi r_e^2 \left\{ \left(\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^2} \right) \left[\frac{2(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) \right] + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2} \right\} \tag{2.2.5}$$

其单位是 $\text{cm}^2/\text{electron}$。对于原子的康普顿散射，其截面增加为 Z 倍（$\sigma_c^{\text{atom}} = Z\sigma_c^e$），因为原子中共有 Z 个电子。

在高能情况下，康普顿散射截面与能量的关系可以近似为[25]

$$\sigma_c^e \propto \frac{\ln \varepsilon}{\varepsilon}$$

散射光子与入射光子能量之比为

$$\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} = \frac{1}{1 + \varepsilon(1 - \cos\theta_\gamma)} \tag{2.2.6}$$

式中 θ_γ 是光子在实验室系中的散射角，如图 2.2.1 所示。在背散射情况下 $\theta_\gamma = \pi$，光子传递给电子的能量达到最大，此时 $E'_\gamma/E_\gamma = 1/(1+2\varepsilon)$。电子相对于光子入射方向的散射角为

$$\cot\theta_e = (1+\varepsilon)\tan\frac{\theta_\gamma}{2} \tag{2.2.7}$$

由于动量守恒的限制，电子散射角 θ_e 不可能超过 $\pi/2$。

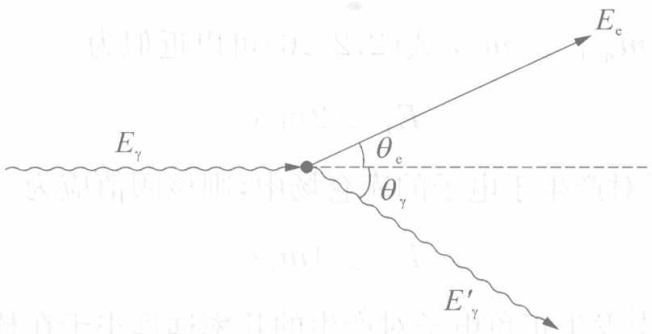


图 2.2.1　康普顿散射中运动学参数的定义

因为康普顿散射中光子的能量只有一部分传递给电子，因此，可以定义能量散射截面为

$$\sigma_{cs} = \frac{E'_\gamma}{E_\gamma}\sigma_c^e \tag{2.2.8}$$

相应有能量吸收截面

$$\sigma_{ca} = \sigma_c^e - \sigma_{cs} \tag{2.2.9}$$

σ_{ca} 适合于讨论吸收过程，它代表了将一部分动能 $E_{kin} = E_\gamma - E'_\gamma$ 传给电子的几率。

此外，需要指出，除了正常的康普顿散射过程（即光子在静止电子靶上散射），还存在逆康普顿散射。这种情况下，高能电子同一个低能光子碰撞并将一部分动能传递给光子，光子获得能量后将蓝移，频率增加。逆康普顿散射在许多场合有着重要应用，例如天体物理学中，在高能电子的作用下，星光光谱（eV 能区）可以蓝移到 X 射线（keV）甚至 γ 射线（MeV）能区。

不仅电子可以发生康普顿散射，其他带电粒子也可以。但对于现实的粒子探测器，原子中电子的康普顿散射是最重要的。

2.2.3 对产生

只有当光子能量超过一定的阈值后，才可能在原子核的库仑场中产生电子-正电子对。这个阈值等于正负电子的静止质量加上核的反冲能量。由能量和动量守恒，可以计算出该阈值为

$$E_\gamma \geqslant 2m_e c^2 + 2\frac{m_e^2}{m_{\text{nucl.}}}c^2 \tag{2.2.10}$$

由于对任何物质有 $m_{\text{nucl.}} \gg m_e$，式(2.2.10)可以近似为

$$E_\gamma \geqslant 2m_e c^2$$

然而，如果正负电子对产生于电子的库仑场中，则该阈值应为

$$E_\gamma \geqslant 4m_e c^2$$

不过在电子库仑场中发生正负电子对产生的几率远远小于在核的库仑场中的产生几率。

在原子核的电荷没有被周围的电子屏蔽的情况下(也就是说，光子能量较低，必须靠近原子核到一定程度才可能发生电子对产生过程，由于离核很近，库仑场基本没有受到电子的影响。或者说，入射光子“看”到的是“裸”的原子核。)

$$1 \ll \varepsilon < \frac{1}{\alpha Z^{1/3}}$$

此时对产生的截面为[1]

$$\sigma_{\text{pair}} = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9}\ln 2\varepsilon - \frac{109}{54}\right)[\text{cm}^2/\text{atom}] \tag{2.2.11}$$

而当原子核的电荷被完全屏蔽时$\left(\varepsilon \gg \frac{1}{\alpha Z^{1/3}}\right)$，截面变为[1]

$$\sigma_{\text{pair}} = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9}\ln\frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{1}{54}\right)[\text{cm}^2/\text{atom}] \tag{2.2.12}$$

即当光子能量很高时，即使相对于原子核的碰撞参数比较大——或者说，离核较远——也能够产生正负电子对，但此时必须考虑原子中电子云对核的电荷屏蔽作用。

光子能量增加时，根据式(2.2.12)，对产生截面最终趋于一个与能量无关的量。忽略公式中的小项 1/54，可以得到这个渐近值

$$\sigma_{\text{pair}} \approx 4\alpha r_e^2 Z^2 \frac{7}{9}\ln\frac{183}{Z^{1/3}} \approx \frac{7}{9}\frac{A}{N_A}\frac{1}{X_0} \tag{2.2.13}$$

这里使用了式(2.1.22)的辐射长度公式。

在中低能区，对产生过程偏向于产生能量相近的电子和正电子，但随着能量增加，能量集中在某个电子或正电子上的概率大幅度增加。以传递给正电子的能量 E_+ 为参考量，对产生的微分截面为

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\text{pair}}}{\mathrm{d}E_+} = \frac{\alpha r_e^2}{E_\gamma - 2m_e c^2} Z^2 f(\varepsilon, Z)[\mathrm{cm}^2/(\mathrm{MeV}\cdot\mathrm{atom})] \tag{2.2.14}$$

$f(\varepsilon, Z)$是一个关于 ε 和 Z 的无量纲函数，截面随 Z^2 的变化已经从 $f(\varepsilon, Z)$中分离出去。因此，对比式(2.2.14)可知，$f(\varepsilon, Z)$只是很缓慢地随原子序数变化(对数变化)。实验数据显示 $f(\varepsilon, Z)$因 Z 引起的变化只有几个百分点。定义能量比例参数

$$x = \frac{E_+ - m_e c^2}{E_\gamma - 2m_e c^2} = \frac{E_+^{\text{kin}}}{E_{\text{pair}}^{\text{kin}}}$$

函数 $f(\varepsilon, Z)$随 x 的变化关系如图 2.2.2 所示。图中的曲线还包括了原子中电子库仑场对正负电子对产生的贡献($\propto Z$)。类似公式(2.1.22)和(2.1.23)的讨论，考虑这部分贡献后，只需将式(2.2.14)中的 Z^2 变为 $Z(Z+1)$ 即可。

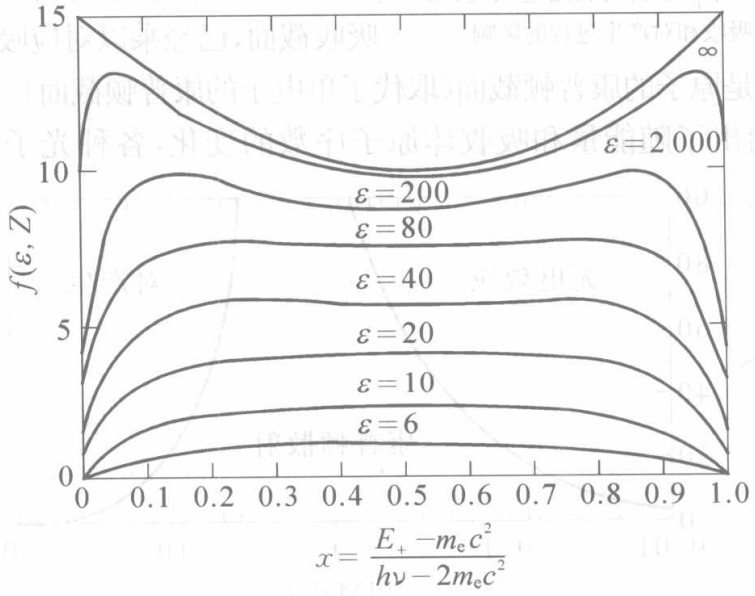


图 2.2.2　$f(\varepsilon, Z)$随 x 的变化。对产生总截面由相应曲线下面积给出，单位为 $\alpha Z(Z+1)r_e^2$

2.2.4 光子总截面

图2.2.3显示了在铅吸收体中，总质量衰减系数 μ 和质量吸收系数 μ_a 随光子能量的变化，μ 与各光子过程截面的关系由式(2.2.2)给出，图中 μ_{ph}、μ_{cs}、μ_{ca} 和 μ_p 分别代表光电效应、康普顿能量散射、吸收和对产生过程的作用。质量吸收系数 $\mu_a = \mu_{ph} + \mu_{ca} + \mu_p$，而总质量衰减系数 $\mu = \mu_{ph} + \mu_c + \mu_p$，其中 $\mu_c = \mu_{cs} + \mu_{ca}$。

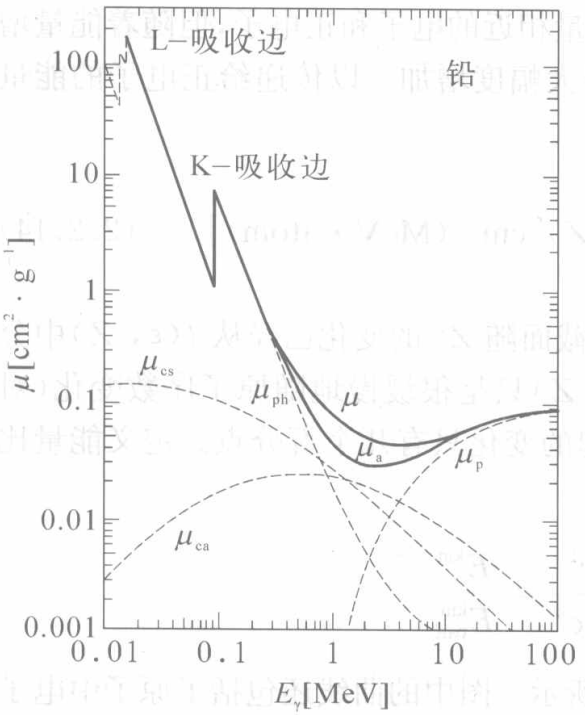


图2.2.3 铅吸收体中光子质量衰减系数 μ 和质量吸收系数 μ_a 随能量的变化[26]

图中 μ_{ph}、μ_{cs}、μ_{ca} 和 μ_p 分别代表光电效应、康普顿散射、康普顿吸收和对产生过程的影响

由于光电效应和对产生将光子完全吸收，而康普顿散射过程中只有部分光子能量传递给吸收体中的电子，因此对康普顿散射而言，质量衰减系数和质量吸收系数这两个概念是不同的。其中质量吸收系数 μ_{ca} 同能量吸收截面 σ_{ca} 有关，而质量衰减系数还包含了康普顿能量散射截面 σ_{cs} 的贡献，这里用到公式(2.2.2)、(2.2.8)和(2.2.9)。与公式(2.2.8)和(2.2.9)相比，图2.2.3中在计算衰减系数和吸收系数时所采用的能量散射和吸收截面，已经乘以对应吸收体的原子序数，因为这里需要的是原子的康普顿截面(取代了单电子的康普顿截面)。

图2.2.4给出了随能量和吸收体原子序数的变化，各种光子过程起主导作用

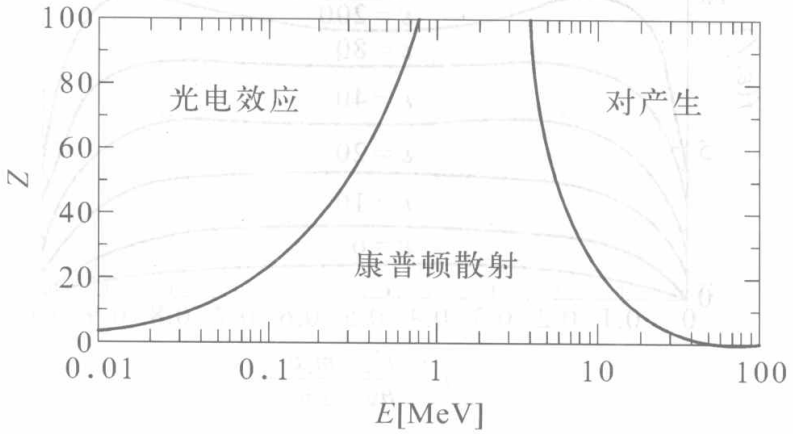


图2.2.4 光子与物质作用中光电效应、康普顿散射和对产生分别起主导作用的范围

的范围。其他的光子相互作用如光核作用的反应截面都非常小，因此对于光子探测是不重要的。但在基本粒子物理和天体物理领域，人们对这些过程很感兴趣。

2.2.5　电磁簇射

高能光子或电子（包括正电子）在物质中的主要能损过程是对产生和韧致辐射，当通过厚的吸收体时，由对产生或韧致辐射产生的次级电子和光子可以再次发生更次级的类似过程，并如雪崩般级联发展下去，这种现象称为电磁簇射。电磁簇射的纵向发展由雪崩中的高能成分决定，可以用辐射长度量度。次级电子的能量最终会低于临界能量 E_c，然后主要通过电离和激发过程损失能量，不再继续簇射。因此为了方便地描述电磁簇射过程，引入两个变量

$$t = x/X_0, \quad y = E/E_c \tag{2.2.15}$$

即以辐射长度为单位度量作用距离，以临界能量为单位来表示能量。

图 2.2.5 给出了由一个能量为 30 GeV 的电子在铁吸收体中引起的电磁簇射的纵向发展。穿过横截面的粒子数受截断能量的影响很大，图中结果对应的光子和电子截断能量均为 1.5 MeV，在实际应用中由具体探测器的灵敏度决定。可以看出光子数的下降速度比电子要慢一些，这是由于大部分簇射能量为光子所携带（即随着纵向深度的增加光子所携带的簇射能量相对更多些）。

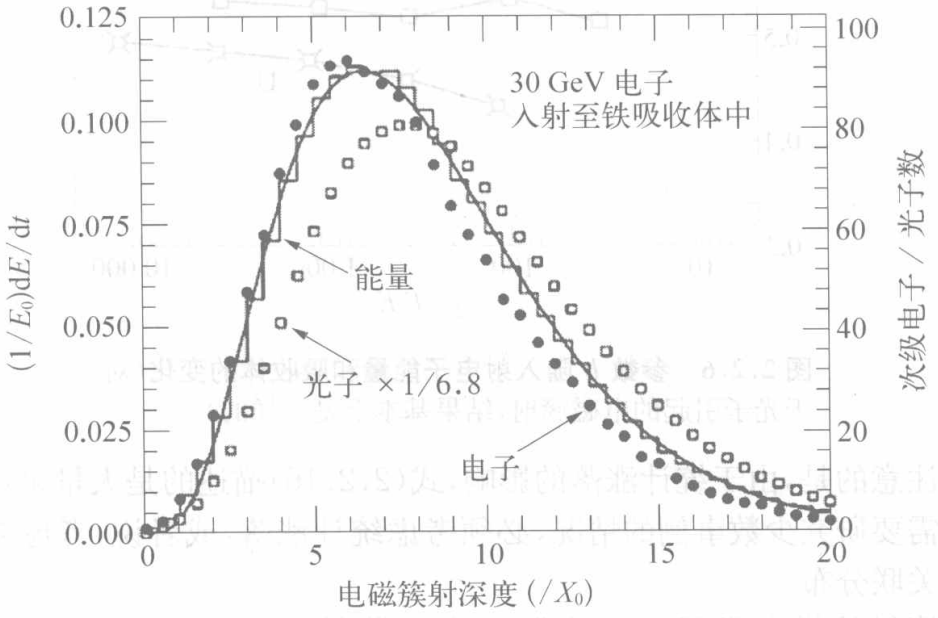


图 2.2.5　30 GeV 的电子在铁吸收体中引起的电磁簇射的纵向发展
图中直方图显示的是每辐射长度损失的能量占总能量的比例，曲线是 Γ 函数拟合的结果。实心和空心点则分别是每半个辐射长度穿越横向截面的能量大于 1.5 MeV 的电子和光子数目，注意图中光子数是除以 6.8 后的结果

电磁簇射中能量沉积的纵向发展可以由 Γ 函数很好地描述[27]

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1}\mathrm{e}^{-bt}}{\Gamma(a)} \tag{2.2.16}$$

其中 $\Gamma(a)$是欧拉 Γ-函数，其定义为 $\Gamma(a) = \int_0^\infty \mathrm{e}^{-x}x^{a-1}\mathrm{d}x$。电磁簇射发展最大处对应的深度 $t_{\max} = (a-1)/b$。对各种吸收体（$6 \leqslant Z \leqslant 92$），能量在 1 GeV 至 100 GeV之间时，式(2.2.16)均可以很好地拟合，且有

$$t_{\max} = (a-1)/b = \ln y + C_j, \quad j = \mathrm{e},\gamma \tag{2.2.17}$$

其中 $C_\mathrm{e} = -0.5$，对应于电子引起的簇射，而 $C_\gamma = 0.5$，对应于光子引起的簇射。为了使用式(2.2.16)，首先通过式(2.2.15)和(2.2.17)计算出 $(a-1)/b$，然后取 $b \approx 0.5$，或者由图 2.2.6 得出更精确的 b 值，最后再算出 a。

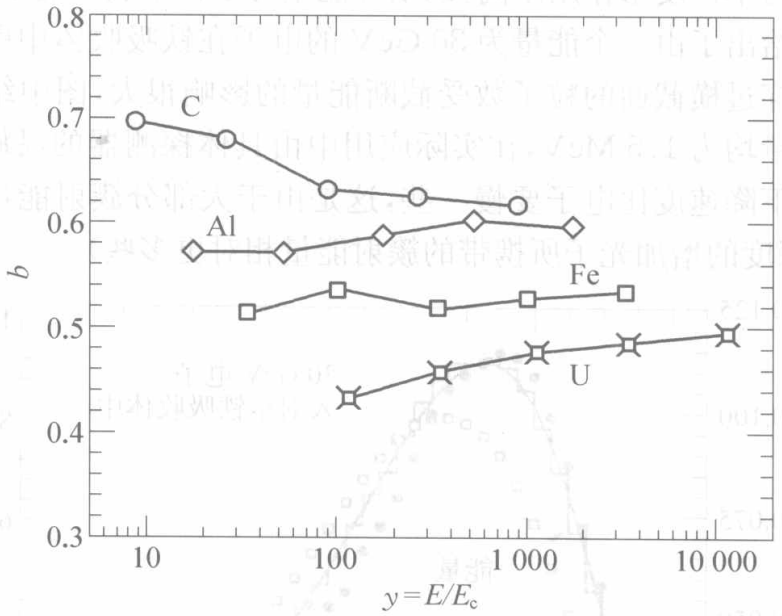


图 2.2.6　参数 b 随入射电子能量和吸收体的变化（对于光子引起的电磁簇射，结果基本上是一样的）

需要注意的是，由于统计涨落的影响，式(2.2.16)描述的是大量事例的平均效果。如果需要研究少数事例的情况，必须考虑统计涨落，或者说，考虑参数 a 和 b 的方差和关联分布。

电磁簇射的横向发展主要来源于多次散射，可很好地由莫里哀半径 R_M 表征[28]

$$R_\mathrm{M} = X_0 E_\mathrm{s}/E_\mathrm{c} \tag{2.2.18}$$

其中 $E_s = \sqrt{4\pi/\alpha} m_e c^2 = 21.205\,2$ MeV 称为标度能量，临界能量采用的是 Rossi 的定义。对于化合物或混合物，莫里哀半径为

$$\frac{1}{R_M} = \frac{1}{E_s} \sum_j \frac{w_j E_{cj}}{X_{0j}} \tag{2.2.19}$$

式中 w_j、E_{cj} 和 X_{0j} 分别为第 j 种元素的质量比例、临界能量和辐射长度。

随着簇射纵向深度的增加，其横向宽度变大。但绝大部分能量都沉积在相对窄的区域内。一般说来，电磁簇射 95% 的能量都包含在以入射粒子径迹为轴、半径为 $2R_M$ 的圆柱体内。

电磁簇射能量的横向分布一般可以用双高斯函数近似拟合。

2.3　强子和物质的强相互作用

除了电磁相互作用外，强相互作用也可应用于粒子探测。以下简要介绍一下强子的强相互作用。

2.3.1　强相互作用简介

高能强子通过介质时与原子核会发生弹性散射和非弹性散射。非弹性散射，即碰撞过程中伴随有次级粒子产生。当能量在 GeV 以上量级时，质子-质子散射的总截面趋于常数，～ 50 mb(1 mb = 10^{-27} cm^2)。而在低能区，弹性截面和非弹性截面随能量不同均有较大的变化[13]，见图 2.3.1 所示。

$$\sigma_{total} = \sigma_{elastic} + \sigma_{inelastic} \tag{2.3.1}$$

类似于光子束，可以根据强子束强度在物质中的衰减定义核相互作用长度 λ_I

$$N = N_0 e^{-x/\lambda_I} \tag{2.3.2}$$

λ_I 可以通过强子截面的非弹性部分计算

$$\lambda_I = \frac{A}{N_A \rho \sigma_{inelastic}} [\text{cm}] \tag{2.3.3}$$

若以 g/cm^2 为单位，只需将式(2.3.3)乘以密度 ρ 即可。核碰撞长度 λ_T 则和总截面相关

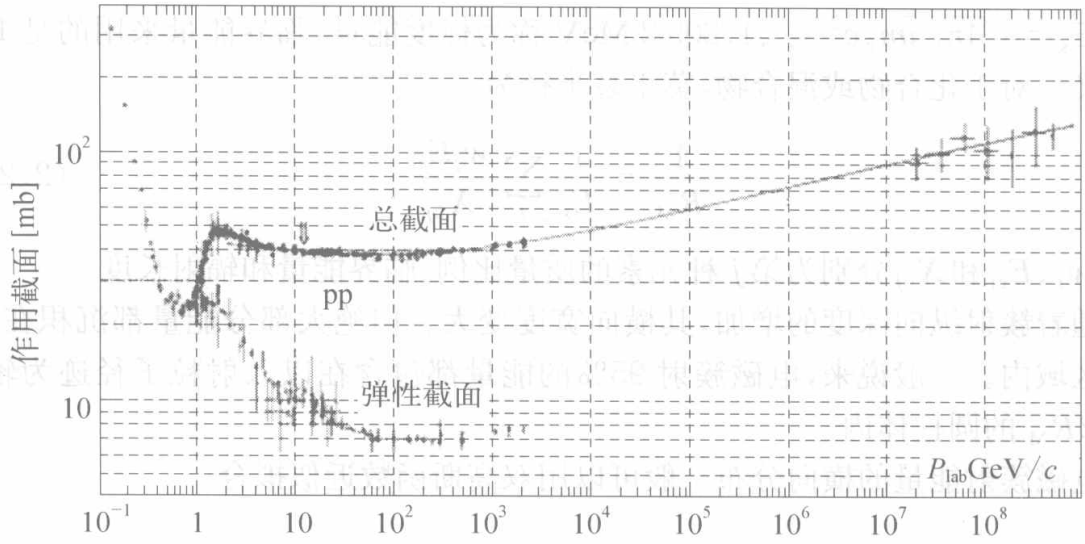


图 2.3.1　质子-质子弹性散射和非弹性散射截面随能量的变化

$$\lambda_T = \frac{A}{N_A \rho \sigma_{\text{total}}}[\text{cm}] \tag{2.3.4}$$

由于 $\sigma_{\text{total}} > \sigma_{\text{inelastic}}$，因此总有 $\lambda_I > \lambda_T$。

表 2.3.1 给出了一些物质的吸收长度和相互作用长度[13]。

表 2.3.1　各种物质的非弹性截面和总截面，以及相应的吸收长度和相互作用长度

材料	Z	A	σ_{total}[b]	$\sigma_{\text{inelastic}}$[b]	$\lambda_T\rho$[g/cm^2]	$\lambda_I\rho$[g/cm^2]
水	1	1.01	0.038 7	0.033	43.3	50.8
氦	2	4.00	0.133	0.102	49.9	65.1
铍	4	9.01	0.268	0.199	55.8	75.2
碳	6	12.01	0.331	0.231	60.2	86.3
氮	7	14.01	0.379	0.265	61.4	87.8
氧	8	16.00	0.420	0.292	63.2	91.0
铝	13	26.98	0.634	0.421	70.6	106.4
硅	14	28.09	0.660	0.440	70.6	106.0
铁	26	55.85	1.120	0.703	82.8	131.9
铜	29	63.55	1.232	0.782	85.6	134.9
钨	74	183.85	2.767	1.65	110.3	185
铅	82	207.19	2.960	1.77	116.2	194
铀	92	238.03	3.378	1.98	117.0	199

严格地讲，强子截面与能量相关，并且对于不同的强相互作用粒子也有所不同（见图 2.3.2）。但在计算吸收长度和相互作用长度时，一般假设非弹性截面和总截面不随能量变化，也不因粒子种类（如质子、π 介子、K 介子等）而改变。

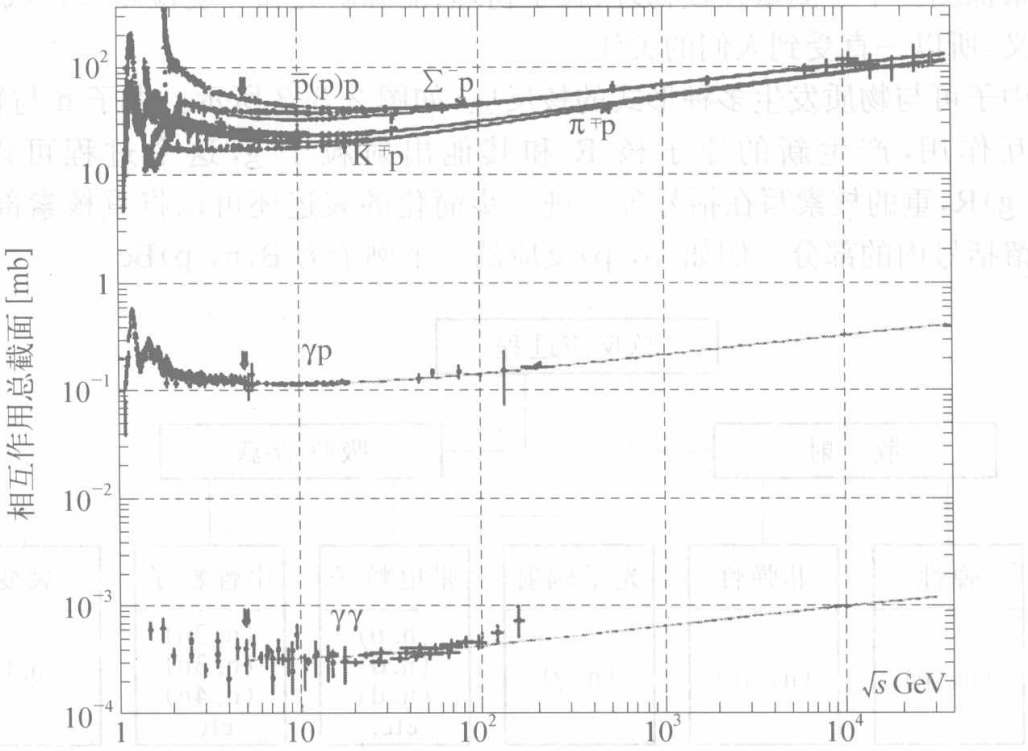


图 2.3.2　强子-强子、光子-光子和强子-光子相互作用总截面随能量的变化

与表 2.1.4 比较可知，对于 $Z \geqslant 6$ 的物质，其吸收长度和相互作用长度都比辐射长度 X_0 大得多。

此外，需要指出，各种文献给出的 λ_I 和 λ_T 的定义（甚至名称）并不一致，但式（2.3.3）和（2.3.4）对其物理性质的表述是清晰的。

利用截面，可以很容易地计算出发生相互作用的几率。设 σ_N 是核相互作用截面（也就是说，每核子），则每单位面质量密度（g/cm^2）发生一次相互作用的几率为

$$\phi[g^{-1} \cdot cm^2] = \sigma_N \cdot N_A \tag{2.3.5}$$

而如果已知的是原子截面 σ_A，那么

$$\phi[g^{-1} \cdot cm^2] = \sigma_A \cdot \frac{N_A}{A} \tag{2.3.6}$$

2.3.2 中子与物质的相互作用

中子是最常见的强子，但由于不带电荷，一般只能通过与物质相互作用的次级产物来探测。中子测量在核物理、粒子物理、能源研究和环境检测等领域都有重要的意义，所以一直受到人们的关注。

中子可与物质发生多种形式的核反应，如图 2.3.3 所示。中子 n 与靶核 T 发生相互作用，产生新的原子核 R 和其他出射粒子 g，这个过程可以表述为 T(n, g)R，重的核素写在括号外。进一步简化的表述还可以将重核素部分去掉，只保留括号内的部分。例如(n, p)反应的一个例子为 B(n, p)Be。

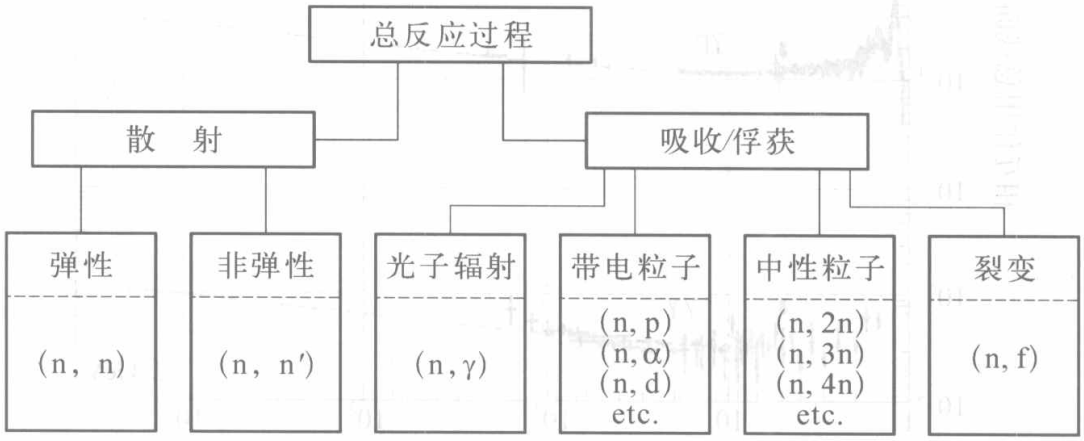


图 2.3.3 中子与物质相互作用的各种形式

中子反应可以分为两大类，散射和吸收(或俘获)。散射过程前后的中子改变能量和方向，核素类型则不发生改变(即 $R = T$)，但可以处于激发态(非弹性散射)，激发态的核素通过 γ 辐射回到基态。如果反应前后中子和核素的总动能不变，称为弹性散射，反之为非弹性散射。弹性散射时每次碰撞入射中子平均损失动能

$$\frac{2TA}{(A+1)^2}$$

其中 T 为中子入射动能，A 为物质核素的原子量。可见为了尽可能快地通过弹性散射将中子的动能降下来，应采用低原子序数的物质。例如为了将动能为 2 MeV 的中子慢化到 0.025 MeV(热中子)，需要与氢核碰撞 27 次，而与铀核则需 2 175 次！

非弹性散射时出射中子和核素的总动能小于入射时的总动能，减少的那部分能量使核素处于激发态。由于不同元素原子核的内部能级的复杂性，很难给出统一的能量损失公式。但如果某种核素的所有激发态能级都高于入射中子能够提供

的能量，则不会发生非弹性散射过程。特别地，由于氢核没有激发态能级，因此只能发生弹性散射。

与散射过程不同，中子可以被原子核吸收（或俘获），从而形成一种中间态的核素，该核素可能退激发产生一种或多种γ辐射，也可能发射带电粒子，如质子、氘和α粒子。中间态的核素还可以将多余的中子排出，如果只发出一个中子，则该过程无法和散射过程区分开来，而发出两个以上的过程被称为中子增殖。最后一种可能是裂变反应，中间态核素碎裂为两块以上的碎片，并伴随有多个中子的产生。

由于中子并不直接产生电离，因此探测中子的最佳方法是通过两种形式的核相互作用，其中一种形式是通过核反应产生带电离子或者光子（这些粒子然后再产生电离），如^{3}He计数管就是利用${}^3_2\mathrm{He} + \mathrm{n} \rightarrow {}^3_1\mathrm{H} + {}^1_1\mathrm{H}$反应，其中氘和质子的出射动能分别为0.2 MeV和0.57 MeV。另一种形式是通过散射使碰撞粒子（靶核子）反冲从而产生可以被探测到的电离。中子的散射和吸收过程都可以用来探测中子，但如果只是想将中子慢化下来，则应避免吸收反应过程的发生。例如氢核能够比氘核更有效地降低中子的动能，但由于其吸收截面远高于氘核，因此为了慢化中子，氘比氢更合适。

中子同物质相互作用截面受中子能量的影响很大，图2.3.4显示了不同动能的中子在^{239}Pu中的总反应截面[29]。

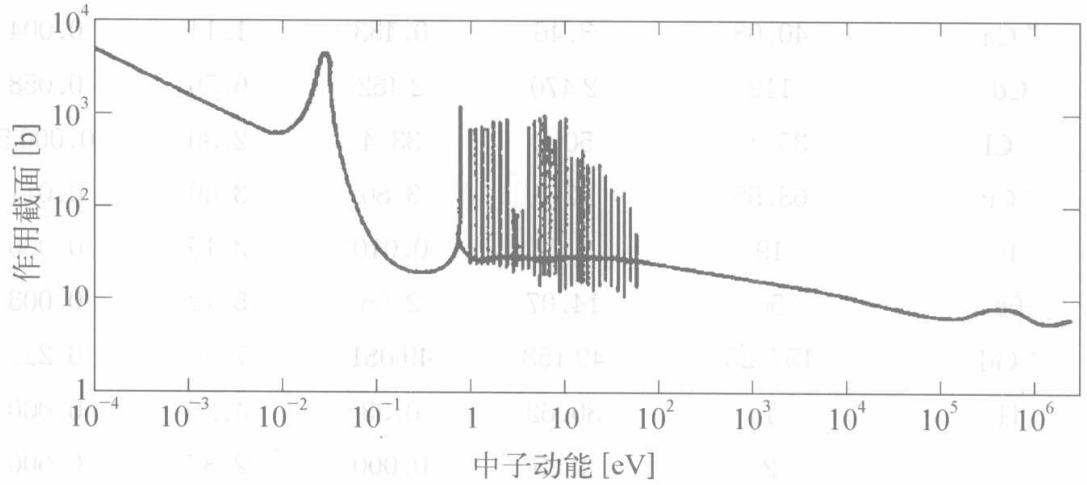


图2.3.4　中子在^{239}Pu中的总反应截面

能量较低时（$T < 1$ MeV），弹性散射截面基本保持不变，而非弹性散射以及吸收截面则近似反比于中子速率，因此中子总作用截面随能量增加而下降。在高一些能量处，作用截面呈现出一系列的峰值，这种现象称为共振，共振峰附近中子反应截面有显著增强。对于重核素，在eV能区有许多很窄的共振峰，如图2.3.4

所示；当能量在 keV 以上，共振峰重叠在一起，无法区分；能量高于 MeV 时，共振峰分布相对稀疏而平缓，中子反应截面变化不大。对于轻核素，共振峰在 MeV 以上能区才会出现，且峰高相对较低，宽度较宽。中等质量的核素的情况则介于轻、重核素之间。特别地，氢核与氘核没有共振现象。（质子或中子数为幻数的核，其中子截面均类似于轻核的情况，不管它的原子量有多大。）

由于中子截面难以参数化，在实际应用中，一般都依赖于表格，具体核素情况具体对待。一些常用材料的中子作用截面在表 2.3.2 中列出[29]。

表 2.3.2　一些常用材料的中子反应截面

元素/化合物 化学符号	原子/分子量	截　面[b]			
		T = 0.025 3 eV		T = 1 MeV	
		散射过程	吸收过程	散射过程	吸收过程
Al	27	1.61	0.232	2.37	0.000
B	10	3 845	3 843	2.68	0.189
	11	5.28	0.005	2.13	0.000
Be	9	6.35	0.010	3.25	0.003
C	12	4.95	0.003	2.58	0.000
* Ca	40.08	3.46	0.433	1.14	0.004
Cd	112	2 470	2 462	6.50	0.058
* Cl	35.45	50.2	33.4	2.30	0.000 5
* Cu	63.55	12.5	3.80	3.40	0.011
F	19	3.72	0.010	3.15	0.000
Fe	56	14.07	2.56	5.19	0.003
* Gd	157.25	49 153	49 081	7.33	0.223
H	1	30.62	0.33	4.26	0.000
	2	4.25	0.000	2.87	0.000
He	3	5 337	5 336	2.87	0.879
	4	0.86	0.000	7.08	0.000
Li	6	938	937	1.28	0.230
	7	1.16	0.036	1.57	0.000
* Mg	24.31	3.47	0.063	2.66	0.001

续表

元素/化合物 化学符号	原子/分子量	截　面[b]			
		T = 0.025 3 eV		T = 1 MeV	
		散射过程	吸收过程	散射过程	吸收过程
Mn	55	14.5	13.2	3.17	0.003
N	14	12.22	1.9	2.39	0.021
Na	23	3.92	0.529	3.17	0.000
Ni	59	23.08	4.58	3.66	0.000 8
O	16	3.87	0.000	8.22	0.000
Pb	204	11.40	0.18	4.39	0.003 3
	238.05	599.3	562.0	6.66	0.019 0
	239.05	1 021	270	7.01	0.026
Pu	240.05	294	293	7.15	0.108
	241.06	1 390	362	7.98	0.117
	242.06	26.7	18.9	7.31	0.098
* Si	28.09	2.24	0.161	4.43	0.001
Th	232	20.4	7.50	7.00	0.135
	233.04	587	45.8	6.78	0.069
	234.04	116	103	8.02	0.363
	235.04	703	96.9	6.84	0.117
U	236.05	13.3	5.16	7.73	0.363
	237.05	487.5	476.4	6.72	0.135
	238.05	11.63	2.71	7.10	0.123
* U	238.03	16.49	3.39	7.01	0.120
* W	183.85	23.08	18.05	6.95	0.057
* * U - 235	117	4 496	4 486	7.43	0.000 36
* * Pu - 239	119	2 087	2 086	7.48	0.000 93

* 各同位素比例按自然界丰度。

* * 裂变碎片产物。

参 考 文 献

[1] ROSSI B. High energy particles [M]. Englewood Cliffs, New Jersey: Prentice-Hall, Inc., 1952.

[2] BETHE H A. Zur theorie des durchgangs schneller korpuskularstrahlen durch materie [J]. Annalen der Physik, 1930, 397: 325 - 400; BETHE H A. Bremsformel für elektronen relativistischer geschwindigkeit [J]. Zeitschrift für Physik, 1932, 76: 293 - 299; BLOCH F. Bremsvermögen von atomen mit mehreren elektronen [J]. Zeitschrift für Physik, 1933, 81: 363 - 376; UEHLING E A. Penetration of heavy charged particles in matter [J]. Annual Review of Nuclear Science, 1954, 4: 315 - 350; STERNHEIMER R M, PEIERLS R F. General expression for the density effect for the ionization loss of charged particles [J]. Physical Review B, 1971, 3: 3681 - 3692; SITAR B, MERSON G I, CHECHIN V A, et al. Ionization measurements in high energy physics [M]. Springer Tracts in Modern Physics. Berlin: Springer, 1993.

[3] International Commission on Radiation Units and Measurements. Stopping powers and ranges for protons and alpha particles [M]. ICRU Report No. 49, Bethesda, Maryland: ICRU Publications, 1993; International Commission on Radiation Units and Measurements. Stopping powers for electrons and positrons [M]. ICRU Report No. 37, Bethesda, Maryland: ICRU Publications, 1984; BICHSEL H. Stopping power and ranges of fast ions in heavy elements [J]. Physical Review A, 1992, 46: 5761 - 5773; http: //physics.nist.gov/PhysRefData/.

[4] STERNHEIMER R M. The density effect for the ionization loss in various materials [J]. Physical Review, 1952, 88: 851 - 859; SELTZER S M, BERGER M J. Evaluation of the collision stopping power of elements and compounds for electrons and positrons [J]. The International Journal of Applied Radiation and Isotopes, 1982, 33: 1189 - 1218; STERNHEIMER R M, SELTZER S M, BERGER M J. The density effect for the ionization loss of charged particles in various substances [J]. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1984, 30: 261 - 271.

[5] GROOM D E, MOKHOV N V, STRIGANOV. Muon stopping-power and range tables: 10 MeV～100 TeV [J]. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 2001, 78: 183 - 356; IVANOV D YU, KURAEV E A, SCHILLER A, et al. Production of e^+e^- pairs to all orders in $Z\alpha$ for collisions of high-energy muons with heavy nuclei [J]. Physics Letters B,

1998, 442: 453 - 458; http://pdg.lbl.gov/AtomicNuclearProperties/.

[6] LANDAU L D. On the energy loss of fast particles by ionization [J]. Journal of Physics (USSR), 1944, 8: 201 - 205; VAVILOV P V. Ionisation losses of high energy heavy particles [J]. Soviet Physics — Journal of Experimental and Theoretical Physics, 1957, 5: 749 - 751; BICHSEL H. Straggling in thin silicon detectors [J]. Reviews of Modern Physics, 1988, 60: 663 - 699.

[7] HEITLER W. The quantum theory of radiation [M]. Oxford: Clarendon Press, 1954; HEITLER W. The quantum theory of radiation [M]. 3rd ed. New York: Dover Publications, inc., 1984.

[8] KLEINKNECHT K. Detectors for Particle Radiation [M]. 2nd ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1998; SAULI F. Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers [J]. CERN Library, 1977, CERN - 77 - 09, and references therein; KOSCHKIN N I, SCHIRKEWITSCH M G. Elementare Physik [M]. München: Carl Hanser Verlag, 1987.

[9] FANO U. Ionization yield of radiations. II. the fluctuations of the number of ions [J]. Physical Review, 1947, 72: 26 - 29.

[10] WALENTA A H. Review of the Physics and Technology of Charged Particle Detectors: Dynamics and spectroscopy at high-energy: Proceedings of the 11th SLAC summer institute on particle physics [C]. Stanford, California: SLAC Pubs and Reports, 1983.

[11] BETHE H A. Molière's theory of multiple scattering [J]. Physical Review, 1953, 89: 1256 - 1266; SCOTT W T. The theory of small-angle multiple scattering of fast charged particles [J]. Review of Modern Physics, 1963, 35: 231 - 313; MOTZ J W, OLSEN H, KOCH H W. Electron scattering without atomic or nuclear excitation [J]. Review of Modern Physics, 1964, 36: 881 - 928; SHEN G, ANKENBRANDT C, ATAC M, et al. Measurement of multiple scattering at 50 to 200 GeV/c [J]. Physical Review D, 1979, 20: 1584 - 1588.

[12] BERGER M J and SELTZER S M. Tables of energy losses and ranges of electrons and positrons [M]. Washington, DC: National Aeronautics and Space Administration Report (NASA - SP - 3012), 1964; HIKASA K, et al (Particle Data Group). Review of particle properties [J]. Physical Review D, 1992, 45: S1 - S574.

[13] YAO W M, et al (Particle Data Group). The review of particle physics [J]. Journal of Physics G, 2006, 33: 1 - 1232; http://pdg.lbl.gov/.

[14] AMALDI U. Fluctuations in calorimetry measurements [J]. Physica Scripta, 1981, 23: 409 - 424.

[15] TAMM I. Radiation emitted by uniformly moving electrons [J]. Journal of Physics (USSR), 1939, 1: 439 - 445.

[16] JACKSON J D. Classical electrodynamics [M]. 3rd ed. New York: John Wiley & Sons, 1998.

[17] MANDEL S K, KLEIN S R, JACKSON J D. Cherenkov radiation from e^+e^- pairs and

its effect on ν_e induced showers [J]. Physical Review D, 2005, 72: 093003; ZAS E, HALZEN F, STANEV T. Electromagnetic pulses from high-energy showers: Implications for neutrino detection [J]. Physical Review D, 1991, 45: 362 - 376.

[18] FALCKE H, APEL W D, BADEA A F, et al. Detection and imaging of atmospheric radio flashes from cosmic ray air showers [J]. Nature, 2005, 435: 313 - 316.

[19] HERTZ G. Lehrbuch der Kernphysik [M]. Band 1. Leipzig: Teubner Verlagsgesellschaft, 1958.

[20] MARSHALL J S, WARD A G. Canadian Journal of Research, section A, 1937, 15: 39; SAUTER E. Grundlagen des Strahlenschutzes [M]. München: Thiemig, 1982.

[21] WRIGHT A G. A study of muons underground and their energy spectrum at sea level [J]. Journal of Physics A, 1974, 7: 2085 - 2092.

[22] ALLISION W W M, WRIGHT P R S. The physics of charged particle identification: dE/dx, Cherenkov and transition radiation [M]. London: University of Oxford Prepeint OUNP 35/83, 1983; ALLISION W W M, COBB J H. Relativistic charged particle identification by energy loss [J]. Annual Review of Nuclear and Particle Science, 1980, 30: 253 - 298.

[23] MARMIER P, SHELDON E. Physics of nuclei and particles [M]. Volume 1. New York: Academic Press, 1969.

[24] KLEIN O, NISHINA Y. Über die streuung von strahlung durch freie elektronen nach der neuen relativistischen quantendynamik von Dirac [J]. Zeitschrift für Physik, 1929, 52: 853 - 868.

[25] WILLIAMS W S C. Nuclear and particle physics [M]. Oxford: Clarendon Press, 1991.

[26] HUBBELL J S, GIMM H A, ∅VERB∅ I. Pair, triplet, and total atomic cross sections (and mass attenuation coefficients) for 1 MeV～100 GeV photons in elements $Z = 1$～100 [J]. Journal of Physical and Chemical Reference Data, 1980, 9: 1023 - 1148.

[27] LONGO E, SESTILI I. Monte Carlo calculation of photon-initiated electromagnetic showers in lead glass [J]. Nuclear Instruments and Methods, 1975, 128: 283 - 307.

[28] NELSON W R, JENKINS T M, MCCALL R C, et al. Electron-induced cascade showers in copper and lead at 1 GeV [J]. Physical Review, 1966, 149: 201 - 208; BATHOW G, FREYTAG E, KÖBBERLING M, et al. Measurements of the longitudinal and lateral development of electromagnetic cascades in lead, copper and aluminum at 6 GeV [J]. Nuclear Physics B, 1970, 20: 592 - 602.

[29] GARBER D L, KINSEY R R. Neutron cross sections, Volume II, curves [M]. Upton, New York: Brookhaven National Laboratory report (BNL 325), 1976; Evaluated Nuclear Data File ENDF/B - V [M] (available from and maintained by the National Nuclear Data Center of Brookhaven National Laboratory).

习　题

1. 试证明自由电子不可能发生光电效应。

2. 威尔逊云室放置在磁感应强度为 200 Gs 的磁场中，从薄铅层中飞出的光电子在云室中绘出一半径为 10 cm 的圆轨迹。如果光电子是从铅的 K-壳层（E_K = 87.6 keV）打出的，问 γ 射线的能量有多大？

3. 能量为 2.62 MeV 的光子被自由电子散射，若散射角为 180°，求散射光子和反冲电子的能量。如果光子的能量为 1.1 MeV，散射角为 45°，试求散射光子的能量、反冲电子的能量和出射角度。

4. 能量为 2.62 MeV 的光子被自由电子散射，若散射角为 180°，试确定散射光子的能量和反冲电子在磁感应强度为 330 Gs 的磁场中的轨道半径。

5. 当 α 粒子（质量为 m_α）与核（质量为 M）发生弹性碰撞时，试用能量和动量守恒定律推导反冲核的速度、α 粒子的速度和出射角度。

6. 试按经验公式确定能量为 7 MeV 的 α 粒子在空气和铝中的射程。如果在空气中产生一个电子-离子对平均需要 35 eV 的能量，问 α 粒子在空气中能产生多少电子-离子对？铝的原子量为 27，比重为 2.7 g/cm^3。

7. 若原子核处于静止状态，试从相对论的总能量和总动量守恒证明 γ 光子在原子核的库仑场中产生电子对所需的最低能量（阈能）是 $E = 2m_e c^2(1 + m_e/M)$，M 是原子核的质量。此时电子对的相对速度为零，从而证明在电子的库仑场中产生电子对效应所需的最低入射光子能量为 $4m_e c^2$。

8. γ 射线在下述三种康普顿散射中哪一种能量损失最大？哪一种最小？① 单次 180°散射；② 连续两次 90°散射；③ 连续三次 60°散射。

9. 试确定能量为 10 MeV 的 α 粒子通过空气时的电离能量损失和电离密度，设电离损失和粒子的能量无关，试计算这种 α 粒子在空气中的平均射程并与从经验公式计算的结果相比较。

10. 如电子通过铝和铅，估计电离能损等于辐射能损时的电子临界能量，结果说明了什么？

11. 4 MeV 的 α 粒子和 1 MeV 的质子，它们在同一物质中的能量损失率是否一样？它们在铝中的射程是多少？

12. 一束单能质子通过一个厚 60 μm 的铝箔窗（ρ = 2.7 g/cm^3），进入标准状态的空气中，测量出它在空气中通过的长度为 140 cm，求入射束的能量和穿过铝窗后的能量。

13. 欲用铅吸收的方法使一窄束 γ 射线的强度减弱 100 倍，分别计算^{60}Co（钴 60）和^{137}Cs（铯 137）所需的铅层厚度。$\rho_{铅}$ = 11.34 g/cm^3，0.661 MeV 的 γ 射线在铅中吸收系数为 0.10 cm^2/g，

1.17 MeV 的 γ 射线在铅中吸收系数为 0.052 cm^2/g，1.33 MeV的 γ 射线在铅中吸收系数为 0.044 cm^2/g。

14. 用 NaI 闪烁计数器测量能量为 10 keV 的 X 射线，采用 0.05 cm 的铍窗，密度 $\rho = 1.85\ g/cm^3$，$\mu/\rho = 0.554\ cm^2/g$，试计算此 X 射线通过铍窗后强度损失了多少。实际测量通过此窗强度损失 18%，说明窗材料不纯，设含的杂质是铁，其密度 $\rho = 7.86\ g/cm^3$，$\mu/\rho = 169\ cm^2/g$，问杂质的含量百分比是多少？

15. 用电离室来测量放射性元素 ^{14}C，若 ^{14}C 的强度为 1 μCi，它的 β 粒子平均能量为 0.05 MeV，而且有 40% 的能量被吸收而产生电离电流，求饱和电流值。设平均电离能 $\varepsilon = 32.5$ eV。若有 50% 的 β 粒子射到收集极上，求由于 β 粒子直接打到收集极而产生的电流。

16. 讨论充有空气的电离室的集电极。静电计的输入线和静电计的探测元件的电容约为 4 pF，静电计的灵敏度为每格 0.2 V，在电离室中应产生多少离子，才能使静电计偏转一个刻度？如果 α 粒子在空气中的射程为 3 cm，而它的能量全部消耗于电离损失，问其能使静电计偏转多少格？

17. 一静电计的灵敏度为每格 0.1 V，丝与接地电极间的分布电容为 1.1 pF，电离室的有效体积为 50 cm^3，静电计放在北纬 50°的海平面上，最初瞬间充电到 1 格，宇宙线在海平面上产生的电离为每立方厘米 2.74 对，问多少小时后宇宙线使静电计放电完毕？

第3章　粒子探测中的统计规律

实验是物理研究的基本手段之一。对于微观粒子的探测而言，掌握粒子与物质相互作用的物理原理，了解相应探测装置的工作机制，是正确进行物理实验的必要基础。但同时，正确对待微观物理规律中固有的随机特性，以及实验过程中因探测方法和精度而不可避免的测量不确定性，也是现代物理实验的重要环节之一。粒子探测中的随机现象和统计规律是一门丰富而精深的科学，这里不可能详尽地展开讨论，只能简要介绍一些基本内容。本章将着重讨论粒子计数的统计误差，这对于了解微观粒子的特性，安排探测方法和制作探测器，以及正确分析和整理测量结果都是极为重要的。而一般的误差理论和统计理论，除了与本书相关内容结合起来进行的统计误差的阐述外，不再单独介绍。有兴趣者可以参考文献[1]～[4]。

3.1　误差基本概念

3.1.1　误差介绍[5,6]

我们关于物理世界的知识是通过实验和测量获得的，因此理解如何分析实验数据并由此提炼出有用的信息，其重要性不言自明。

在实验物理工作中，经常要对物理量进行测量。一般说来，任何表征具体事物性质的物理量，无论是宏观的如长度、重量、时间、温度、电流，还是微观的粒子质量、能量、寿命等，在一定的客观条件下都应当有完全确定的数值（真实值）。但实际上现代科学的一个基本的认知是所有物理量的测量必然存在不确定度，完全确定地测量一个量是不可能的。其原因是多种多样的，例如，测量仪器精度的限制，

实验操作步骤不可能尽善尽美，客观环境的变化，以及实验观测者的主观因素等等。人们可以尽量减小这种不确定度，但要清楚地看到它总是存在的。而为了得到可靠的结论，合理地认识和处理这种不确定度是非常必要的。

测量中的不确定度也称为误差，表示为测量值与真实值之间的差别。由于误差不可能完全消除，我们实际上无法测出真实值，因此这里真实值的概念的引入只是为了便于讨论，可以将之想象为消除了所有仪器和测量过程误差后的测量结果。误差体现了测量结果接近真实值的程度。误差越小就表示测量结果越可靠，即测量值的不确定度越低，越接近真实值。实验结果如果只包含测量值本身，则从物理学研究的角度看来，几乎没有意义。为了了解测量结果的可靠程度，必须给出误差估计。实际上，确定测量误差的大小有时甚至比测量本身需要更多的努力。因此，任何物理测量的结果都应包含两个基本部分：一个是数值结果（以及其特定单位），给出测量量的最优估计；另一个则是此估计的误差，表征其精确度。

1989 年美国犹他大学的两位研究人员斯坦利·庞斯（Stanley Pons）和马丁·弗莱施曼（Martin Fleischmann）宣布他们在实验室里完成了核聚变过程[7]，实验的基本装置包括浸泡在重水中的钯棒。两位科学家介绍他们的装置发射出中子和光子，证明这是核反应而非化学过程。庞斯和弗莱施曼的结果在科学界和大众媒体引起强烈反响，很多评论认为这是解决世界能源问题的关键。毫无疑问，如果这个实验结果正确的话，庞斯和弗莱施曼肯定能够获得诺贝尔奖。然而，很快其他科研人员发现他们的实验结论是错误的——冷聚变并不存在[8,9]。除了其他一些问题之外，庞斯和弗莱施曼忘了对实验结果做简单的误差分析！

产生误差的原因很多，按误差性质可以分为三种：系统误差、随机误差和过失误差。

系统误差趋向于使所有测量值产生系统地偏向，使其平均值发生移动。产生系统误差的原因可能是不正确的实验装置刻度（如仪表零点没有调整好而使每次读数都有固定的偏离）、持续不恰当使用仪器或没有合理的考虑某些效应等等，人的习惯和偏向也会引起系统误差，例如读数总是偏向左方。导致系统误差的来源还包括一些能够影响实验结果但还未找到校正方法的外部因素。在科学领域，实验结果一般需要多个研究组的独立验证（最好采用不同的实验技术），主要的原因就是不同的仪器在不同的地点可能受到不同的系统误差影响。排除实验错误的因素后，有些实验结果在给出的误差范围内相去甚远，这也是由于没有考虑到的系统误差的影响。

系统误差表征了仪器系统测量的准确度①。系统误差越小，测量越接近真实值。一个好的实验应该而且能够避免过大的系统误差，但小的系统误差总是有的，比如任何一个实验仪器都不可能完美地刻度。总之，系统误差取决于具体的测量设备和方法、外界条件和个人的习惯等，并没有普遍的规律。实验人员需要寻找系统误差产生的原因，并尽力消除这种误差。在不能消除时就必须考虑它们对测量结果的影响，通过理论分析加以修正。

随机误差是由于偶然因素无规则引入的误差，在不同的测量中表现出围绕某个平均值的涨落。其来源也有很多。例如被测物理量定义不精确，如一个要测长度的物体，其边缘不齐，故长度本身就不准确。或者待测物理量来自随机过程，例如电子学噪声电流、单个微观粒子寿命等，都没有确定的值，这些都是量子效应的体现。也可以是由于测量灵敏度不够，包括仪器精确度的限制、观测者的感官不够完善等，如果测量时仪器最小刻度内还要读出一位，这一位估计值可能相差 ± 0.5。另外实验中外界条件如温度、压力、电压、电磁场的起伏涨落也会引起测量值的随机误差。

在一定的观测条件下，由偶然因素造成的随机误差时大时小、时正时负，仪器精确些，外界条件控制严格些，这种误差就小些，但不可能完全消除。如果使用相同的仪器在同样条件下对某个物理量作多次重复测量，若测量次数足够多，那么随机误差也有一定的规律性，它服从统计规律，因此也称为统计误差。这将在后面详细讨论。

过失误差来源于实验中的谬误，通常是观测者粗心、操作失当等引起的，例如在方程中使用错误的常数值、错误的单位以及不正确的读数方法等。外界环境突然变化，仪器不稳定等也可能引起过失误差。过失误差不算是严格意义上的误差，而是错误。过失误差没有规律，只要实验者正确操作，仪器可靠，外部环境稳定，就容易避免，也可以对测量结果进行校核，从而发现并消除它。

由此可见，为了获得准确可靠的测量结果，实验者一方面需要发现测量时的系统误差和过失误差，寻找产生的原因并尽力消除，使测量结果尽量接近真实值；另一方面，要根据物理目标的实际需要的测量精度，选择足够精密的测量仪器和方法，减少测量时的随机误差，从而提高测量的精确性。

系统误差和过失误差没有一定规律，实验上可以通过各种手段消除或减低它的影响，而随机误差是不可能完全消除的，它服从一定的统计规律。在以后讨论

① 随机误差小的测量被认为具有高精确度，而系统误差和随机误差都小的测量则被认为具有高准确度。精确不一定意味着准确，因为系统误差可能很大。

中，除了专门说明外，将只考虑随机误差。

3.1.2 有效数字

一个测量或计算值的有效数字指的是其有意义的位数，那么如何合理地表达某数值的有效数字呢？在科学研究领域，一般遵循以下一些通用约定：

(1) 任何非零的位都是有效的，如 549 有三位有效数字，而 1.892 有四位有效数字。

(2) 非零位之间的零也是有效的，因此 4 023 有四位有效数字。

(3) 第一个非零位左边的零不算是有效数字，故 0.000 034 只有两位有效数字，将其写成 3.4×10^{-5} 的形式可以更容易看出这一点。

(4) 对于有小数点的数值，最后的非零位右边的零是有效数字，例如 2.00 有三位有效数字，0.050 有两位有效数字，所以保留末尾的零对说明数值的有效数字是非常重要的。

(5) 对没有小数点的数值，末尾的零一般不看作有效数字，则 400 只有一位有效数字，4×10^{2} 也是一样。为了表明末尾的零也是有效数字，必须在其后加一个小数点，如 400. 就有了三位有效数字。

(6) 确定的数值具有无限多位有效数字，例如桌子上有两个橘子，则橘子的数目是 2.000 0…。定义数值同样如此，如 1 in 等于 2.54 cm，这里 2.54 也有无限多位有效数字，类似的例子还有很多。

同样地，对于如何表达某数值相关的误差，也存在一些约定。一般地，任何结果的最后一位有效数字应该与其误差在同一量级(也就是说，在同样的小数点位置上)，而且误差应舍入到 1 或 2 位有效数字。对任何实际测量，找到有效数字位数后，其误差也可大致推算出来。例如，9.82 ± 0.02、10.0 ± 1.5、4 ± 1 等。

而下面的数值表述则存在问题，$9.82\pm0.023\,85$ 应改作 9.82 ± 0.02，10.0 ± 2 应为 10.0 ± 2.0，4 ± 0.5 的正确表述是 4.0 ± 0.5 等等。

在实际数学运算过程中，为了减小截断误差的影响，一般要多保留一位有效数字，但在最后给出结果时，多出来的有效位数要去掉，只保留适当的有效数字。在加、减运算中，所得结果的最后一个有效位取决于初始数值中最后有效位最大的那个(注意最后一位有效位越大，精确度越差)，例如

$$89.332 + 1.1 = 90.432$$

应该被截断到 90.4(1.1 的最后一个有效位是 0.1，大于 89.332 的最后一位有效位 0.001)。而在乘、除运算时，有效数字的数目则取决于初始数值有效数字数目最少

的那个。例如

$$2.80 \times 4.503\,9 = 12.610\,92$$

应被截断到12.6(2.80有3位有效数字,而4.503 9有5位有效数字)。

3.1.3　粒子探测中的统计误差

在粒子探测中,由于微观过程本身的统计特性,会给测量带来一些误差,这是一种特定的随机误差。下面以粒子计数为例来说明。

表3.1.1给出了一个用闪烁探测器测量辐射本底计数的典型结果,探测器本身用铅屏蔽起来,每次测量时间是1秒,重复测量342次。测量过程中本底射线强度可视作不变的。从表上可以看到,虽然测量条件相同,但每次测量的计数不完全相同,有时甚至差别很大。这个结果清楚地体现了粒子计数的统计特性,完全不同于宏观计数情况,如某班级的学生人数,除非有学生转入或转出,否则人数是固定的。在此例的本底射线计数测量实验中,即使采用最精确的仪器,将环境条件变化控制到最小,并且严格地进行实验操作,但每次测量仍然不可能得到完全相同的结果。

表3.1.1　粒子计数的统计涨落

每秒内计数 N	计数 N 出现的次数 $P(N)$	计数 N 出现的概率 $f(N)$
0	21	0.062
1	73	0.215
2	97	0.284
3	79	0.231
4	41	0.120
5	20	0.059
6	6	0.017
7	3	0.009
8	2	0.006
9	0	0.000

粒子计数的统计涨落是微观世界概率性规律的反映。例如对于放射性衰变来说,各个原子核的衰变是彼此独立的,任意一个原子核发生衰变的时间纯粹是随机的,并无任何规定的先后次序,也不影响其他原子核的衰变。但是大量原子核衰变却有一定的概率,服从统计学的规律,在某个时间间隔内衰变的原子核数 N 不是

确定的，而是围绕平均值有一定的统计涨落，因此探测仪器测量到的计数率就有起伏，造成测量误差，这种误差和一般的随机误差不一样，它是由核衰变过程本身的统计性决定的，与测量仪器或实验者主观因素等无关，它表示了测量中最高可能达到的精确度。这种特定的统计误差是量子特性在宏观上的表现。凡是涉及微观领域的物理过程，如放射性衰变、带电粒子的电离效应、γ射线的吸收效应、散射、核反应和各种粒子基本相互作用等，都存在统计涨落，因而在测量计数、计数率、反应截面等物理量时都必须考虑这种统计误差。

3.1.4 算术平均值和真实值

前面已提到，物理量测量一般说来是得不到它的真实值的，我们只能得到它的近似值。如果造成的误差只是随机性质的误差，那么进行多次测量，然后取平均将会得到更接近真实值的近似结果，因为测量值中的随机变化部分趋向于互相抵消或补偿。一般使用算术平均方法作为待测量的最优估计，对物理量 N 进行 m 次测量，得到 N_1，N_2，…，N_m，那么物理量的算术平均值为

$$\bar{N} = \frac{N_1 + N_2 + \cdots + N_m}{m} = \sum_{i=1}^{m} N_i / m \tag{3.1.1}$$

其他的还有均方根平均值等[2,4]，不过用得较少，这里不再详述。

如果各次测量的误差为

$$\Delta_1 = N_1 - N, \quad \Delta_2 = N_2 - N, \quad \cdots, \quad \Delta_m = N_m - N$$

N 是物理量的真实值，那么 m 次测量的误差总和为

$$\sum_{i=1}^{m} \Delta_i = \sum_{i=1}^{m} (N_i - N) = \sum_{i=1}^{m} N_i - mN \tag{3.1.2}$$

因而

$$N = \left(\sum_{i=1}^{m} N_i - \sum_{i=1}^{m} \Delta_i \right) \Big/ m = \bar{N} - \bar{\Delta} \tag{3.1.3}$$

式中 $\bar{\Delta}$ 表示误差 Δ_i 的算术平均值。从统计考虑，当测量次数无限增多时，即 $m \to \infty$ 时，随机误差的大小和出现正负的概率是差不多的，误差的算术平均值 $\bar{\Delta}$ 应趋于零，因此 $\bar{N} \to N$。这表明当测量次数无限增加时，测量值的算术平均值将趋于真实值。但是进行无限多次测量是不可能的，所以通常就取有限多次测量的算术平均值作为近似真实值。

对于粒子计数来说，由于计数本身存在固有的统计误差，因而它的真实值（即真

正的计数率)是不存在的,这一点与普通物理量的情况是不一样的——它们的真实值是存在的,只是测量不到。我们平常说的真正计数率是测量次数无限多时的平均计数率,但实际上测量次数不可能无限多,因此真正的平均计数率也是不可能有的,随着测量次数增多,或测量时间增长,得到的平均计数率将接近真正的平均计数率。

设进行了 m 次计数,得到 $N_1, N_2, \cdots, N_m$,则根据定义,类似公式(3.1.1)有

$$\bar{N} = \frac{\sum_{i=1}^{m} N_i}{m} = \frac{\sum_{j=1}^{n} N_j P(N_j)}{\sum_{j=1}^{n} P(N_j)} = \sum_{j=1}^{n} N_j f(N_j) \tag{3.1.4}$$

后一表示式是由表3.1.1所示的计数分布的含义得到,$P(N_j)$表示计数为 N_j 的出现次数,$f(N_j)$表示计数为 N_j 的出现概率,$\sum_{j=1}^{n} P(N_j)$ 表示总的测量次数,即为 m;$\sum_{j=1}^{n} N_j P(N_j)$ 等于总计数,即 $\sum_{i=1}^{m} N_i$。表3.1.1所测量的 $N \approx \bar{N} = 841/342 = 2.46$ 计数/秒。

这里顺便指出,从严格的意义讲,观测值与真实值之差才叫误差,而观测值与平均值之差叫偏差,但习惯上由于真实值是达不到的,而把平均值当真实值,因此常将两者混用而不加区分。

事实上把算术平均值作为观测值的最好估计的结论,是最小二乘原理的一个必然结果。最小二乘原理可由普遍的误差理论导出[1,4],它指出在具有同一精确度的许多观测值中,最佳估计值就是能使各观测值的误差的平方和为最小的值。令 N 为最佳估计值,即

$$Q = \Delta_1^2 + \Delta_2^2 + \cdots + \Delta_m^2 = (N_1 - N)^2 + (N_2 - N)^2 + \cdots + (N_m - N)^2 \tag{3.1.5}$$

为最小。这就要求 $\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}N} = 0$ 和 $\frac{\mathrm{d}^2 Q}{\mathrm{d}N^2} > 0$,所以

$$\left.\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}N} &= 2(N_1 - N) + 2(N_2 - N) + \cdots + 2(N_m - N) = 0 \\ \frac{\mathrm{d}^2 Q}{\mathrm{d}N^2} &= 2 + 2 + \cdots + 2 = 2m > 0 \end{aligned}\right\} \tag{3.1.6}$$

因此满足这两个条件的 N 值为 $N = \frac{N_1 + N_2 + \cdots + N_m}{m} = \bar{N}$,即为算术平均值。

这些结果说明：① 在一组精确度相同的测量中，算术平均值是它的最佳估计值或最可靠值；② 各个测量值与算术平均值的偏差之和（即 $\sum \Delta_i$）为零；③ 各个测量值与算术平均值的偏差的平方和 $\sum \Delta_i^2$ 为最小，也即均方偏差（或方差）为最小。

上面讨论了物理量测量的统计特性，下面进一步讨论随机误差或统计误差所遵循的规律，然后以此来讨论几个具体问题。

3.2 统 计 分 布

上节指出，在放射性衰变中，N_0 个原子核在某个时间间隔内所衰变的数目 N 是不确定的，多次测量的结果呈现出一种分布（如表3.1.1）。如果把表3.1.1中的实验结果画成图，以每秒钟计数 N 为横坐标，计数为 N 的出现次数 $P(N)$ 或概率 $f(N)$ 作纵坐标，（注意 $P(N)$ 和 $f(N)$ 仅差一常数因子，即总次数），则得到图3.2.1所示的统计分布图。图上除有实验点外，还有泊松和高斯分布曲线[10]。

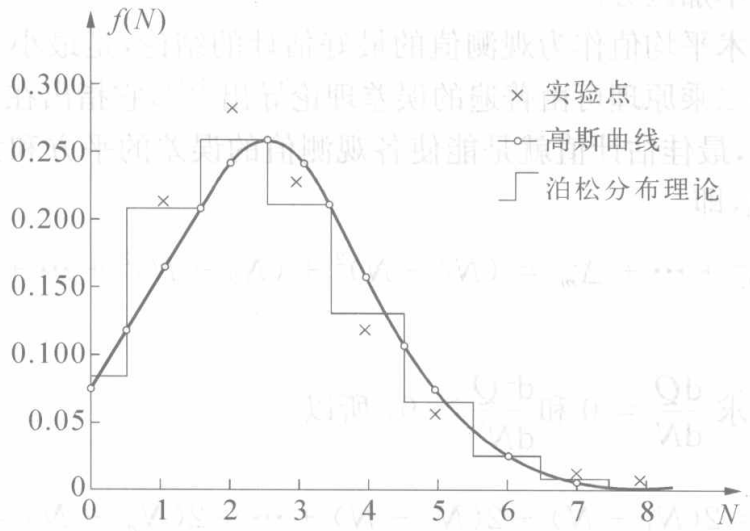


图 3.2.1 粒子计数的统计分布

一般说来，在随机事件中，个别值出现的概率服从统计分布规律。最常用的统计分布是泊松分布和高斯分布，它们都可从更一般的二项式分布导出，实质上是二项式分布的两种简化形式。

3.2.1　二项式分布

二项式分布是支配随机事件的基本概率分布。设一个事件在单次实验中出现的概率是 p，则它在同一次实验中不出现的概率则是 $q = 1 - p$，那么在一组 N_0 个独立无关的实验中，该事件出现 N 次的概率 $f(N)$ 可由概率论推出[11]

$$f(N) = \frac{N_0!}{N!(N_0 - N)!} p^N (1 - p)^{N_0 - N} \tag{3.2.1}$$

因为 $f(N)$ 恰好是二项式 $(p + q)^{N_0}$ 的展开式中的第 N 项，故由此得名。事件出现的平均次数 $\bar{N}$ 显然等于单次实验中事件出现的概率 p 乘以总实验次数 N_0，即

$$\bar{N} = pN_0 \tag{3.2.2}$$

应用到放射性衰变情况，原子核衰变即为事件，由于原子核衰变是彼此无关的，在时间 $t = 0$ 时刻，放射性原子核总数为 N_0，由公式(1.1.2)，单个原子核在时间 t 内不衰变的概率 $q = \mathrm{e}^{-\lambda t}$，衰变的概率 $p = 1 - q = 1 - \mathrm{e}^{-\lambda t}$，由公式(3.2.1)可以得到 0 到 t 时间内，N_0 个原子核衰变掉 N 个(也即出现 N 次事件)的概率为 $f(N) = \dfrac{N_0!}{N!(N_0 - N)!}(1 - \mathrm{e}^{-\lambda t})^N (\mathrm{e}^{-\lambda t})^{N_0 - N}$，而 t 时间内平均衰变掉的原子核数为 $\bar{N} = pN_0 = N_0(1 - \mathrm{e}^{-\lambda t})$。

可以看到，二项式分布有两个独立参量 p 和 N_0，使用起来是不太方便的。

3.2.2　泊松分布

在满足 $p \ll 1$ 和 $N_0 \gg N$ 的条件下，有如下近似关系

$$\left.\begin{aligned} &\frac{N_0!}{(N_0 - N)!} = N_0(N_0 - 1)\cdots(N_0 - N + 1) \approx N_0^N \\ &(1 - p)^{N_0 - N} \approx (\mathrm{e}^{-p})^{N_0 - N} \approx \mathrm{e}^{-pN_0} \end{aligned}\right\} \tag{3.2.3}$$

因此二项式分布可以简化为普遍使用的泊松分布

$$f(N) = \frac{N_0^N}{N!} p^N \mathrm{e}^{-pN_0} = \frac{(\bar{N})^N \mathrm{e}^{-\bar{N}}}{N!} \tag{3.2.4}$$

这里 $\bar{N}$ 由式(3.2.2)给出，是 N_0 次实验中事件出现的平均次数，也就是 N 的真正平均值，它可以是任何正数。而 N 像二项式分布中一样，也必须是正整数。在某事件平均出现的次数为 $\bar{N}$ 的实验中，式(3.2.4)中 $f(N)$ 表示该事件出现 N 次的

概率。显然在泊松分布中，只有一个参量 $\bar{N}$。

由泊松分布推导条件可以看出，泊松分布是描述小概率（$p \ll 1$）事件在大量实验（$N_0 \gg 1$）中的分布规律，这可以用不稳定粒子衰变的例子来加以具体化。这时 $p \ll 1$ 就相当于 $\lambda t \ll 1$，这意味着放射性核素的半衰期或粒子寿命较长，远远大于测量时间。或者说在测量时间 t 内，衰变的数目比未衰变的数目少得多，放射性强度几乎不变。这个条件在大部分放射性测量和核物理实验中是满足的（但对不稳定粒子衰变则大多不成立，因为其寿命太短），而 $N_0 \gg 1$ 在宏观条件下也一定是满足的。

表 3.1.1 就是满足泊松分布的一个实例，因为在测量时间内，放射源（本底）强度不变，也就满足了泊松分布条件。图 3.2.1 中的泊松分布曲线是根据公式(3.2.4)画出的，不过已令其中的 $\bar{N} = 2.46$。从图上可以看到，理论曲线和实验点符合得很好。

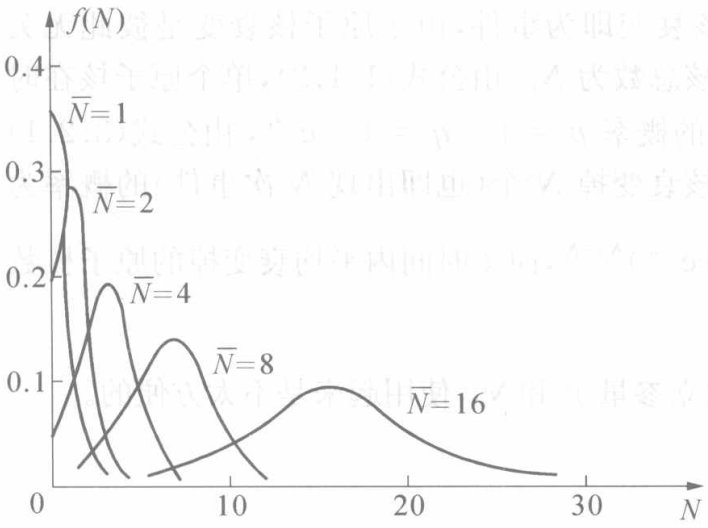


图 3.2.2　各种 $\bar{N}$ 值的泊松分布曲线

图 3.2.2 是对应各种不同 $\bar{N}$ 值的泊松分布曲线，由此可见泊松分布是在平均值附近具有最高峰的分布。和平均值相近的计数，例如图 3.2.1 中的 2 和 3，出现的概率比较大，而和平均值相差远的出现概率就较小。这种分布当 $\bar{N}$ 较小时是不对称的，平均值和峰值不大重合，N 小的概率略大些；而当 $\bar{N}$ 较大时，逐步趋向对称的分布形式，即高斯分布。

此外，还可以从误差角度来理解统计分布图 3.2.2，在多次测量中误差有正有负、有大有小，误差小的（即和平均值相近的）出现概率大，误差大的出现概率小。

3.2.3　高斯分布

在满足 $\bar{N} \gg 1$ 的条件下，二项式分布或泊松分布可以表示成高斯分布[3,10]

$$f(N) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{N}}} e^{-\frac{(N-\bar{N})^2}{2\bar{N}}} \tag{3.2.5}$$

后面将证明，高斯分布中标准误差 $\sigma^2 = \bar{N}$，并且由于高斯分布是对称于 $N = \bar{N}$ 的，因此采用坐标变换 $\Delta = N - \bar{N}$ 后，式(3.2.5)可以表示为更一般的正则分布形式

$$f(\Delta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{\Delta^2}{2\sigma^2}} \tag{3.2.6}$$

Δ 是连续变量，即 N 不一定是整数值，它可以取 $-\infty$ 到 $+\infty$ 之间的任意值。这是高斯分布和泊松分布的不同之处。

由图 3.2.2 可见，当 $\bar{N}$ 大到 16 时，泊松分布已经比较对称而接近高斯分布了。为了比较起见，图 3.2.3 画出了 $\bar{N} = 16$ 的高斯分布和泊松分布以及 $p = 0.4$，$N_0 = 40$ 的二项式分布，其中二项式分布和泊松分布是阶梯形的，这是由于 N 只能取整数。由图可见，在这种情况下，三者已经比较接近，特别是泊松分布和高斯分布。

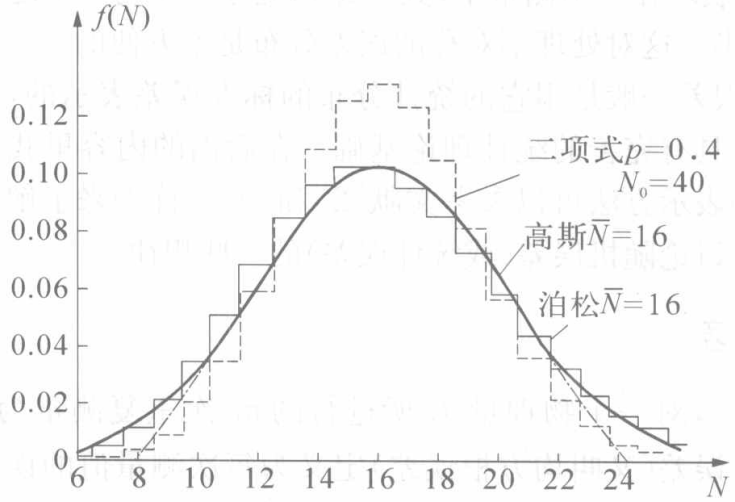


图 3.2.3　$\bar{N} = 16$ 时三种分布比较

总之，当 $\bar{N}$ 值小时，应当用泊松分布，它更能真实地描述实验结果的统计分布；当 $\bar{N}$ 值大时，虽然泊松分布仍旧准确，但计算起来十分复杂，使用很不方便，就应当用高斯分布了。大体上当 $\bar{N} < 10$ 时用泊松分布，$\bar{N} > 16$ 时就可以用高斯分布。表 3.1.1 测量的 $\bar{N} = 2.46$，就属于泊松分布，很不对称，若用对称的高斯分布来描述就失真了。除了 $\bar{N}$ 值大小以外，要使实验点与理论分布曲线符合得好还要求测量的次数很多，有足够的统计精确度，对泊松分布最好在 300 次以上，对高斯分布还要多。

3.3　统 计 误 差

对于多次重复实验测量，有几种不同的方法描述测量值的统计误差。

最大误差，即待测量所测数据中的最大值和最小值之差的一半。若待测量平均值为 X，其最大误差为 ΔX，理论上没有测量结果会落在区间 $X \pm \Delta X$ 外，该区间包含所有的测量值，也称为误差范围。制造商给出的实验室仪器性能指标常使用这种表达方式。

平均偏差，定义为测量值偏离平均测量值的绝对值大小的平均值。对于高斯分布的数据来说，若待测量平均值为 X，其平均偏差为 ΔX，则约 58% 的数值落在区间 $X \pm \Delta X$ 内。（它是一种对测量值与均值之间分散程度的量度，也就是说，一次典型的测量值和平均值的偏离有多远。）

概然误差 ν，表示在一组测量中，其误差值处于 $-\nu$ 与 $+\nu$ 之间的测量次数占总测量次数的一半。这对处理不对称的误差分布是不方便的。

计数的统计误差一般是用它的统计分布的标准误差表示的，这是使用最广泛的误差测量方法，具有完善的统计理论基础。在后面的内容里我们将着重介绍标准误差，其他误差表示方法可以参考文献[2]和[5]。首先来了解标准误差和它的物理意义，然后再讨论随机误差（或统计误差）的一些规律。

3.3.1 标准误差

在误差理论中，对一个物理量 L 所进行的 m 次重复测量为 $N_1, N_2, \cdots, N_m$ 时，测量值的标准误差（又叫均方根误差）定义为每次测量值的误差平方的平均值再开方。对于无穷多次测量的标准误差可由下式确定

$$\sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^{+\infty} (N_i - N)^2 f(N_i)} \tag{3.3.1}$$

通常独立测量次数很多（$m \gg 1$）时，也类似有

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{m} (N_i - N)^2}{m}} \tag{3.3.2}$$

这里 N 是 L 的真实值。前面已指出，在实际情况中真实值 N 是永远达不到的，总是用有限次测量值的算术平均值 $\bar{N}$ 来代表，这时误差就用偏差代表。可以证明[1, 2]，用偏差表示时

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{m} (N_i - \bar{N})^2}{m - 1}} \tag{3.3.3}$$

在实际应用上，式(3.3.2)和(3.3.3)没有很大差别，因为当 m 较小时，统计学

本身就不可靠，两式均没有多大意义，而当 m 很大时，两式差别就很小了。

利用式(3.3.2)可以推导出高斯分布、泊松分布和二项式分布的标准误差

$$\sigma(\text{高斯分布}) = \sqrt{\bar{N}} \tag{3.3.4}$$

$$\sigma(\text{泊松分布}) = \sqrt{\bar{N}} \tag{3.3.5}$$

$$\sigma(\text{二项式分布}) = \sqrt{p(1-p)N_0} = \sqrt{(1-p)\ \bar{N}} \tag{3.3.6}$$

这里已经用 $\bar{N}$ 来代替物理量 L 的真实值。

由于泊松分布是二项式分布在 $p \ll 1$ 情况下的近似，显然当 $p \ll 1$ 时式(3.3.6)就过渡到式(3.3.5)。而高斯分布是当 $\bar{N} \gg 1$ 时的泊松分布近似，因此两者的标准误差具有相同形式。下面仅推导泊松分布的标准误差公式。

由定义(3.3.2)(已用 $\bar{N}$ 代替 N)，得

$$\begin{aligned}\sigma^2 &= \sum_{i=1}^{+\infty}(N_i - \bar{N})^2 f(N_i) = \sum(N_i^2 - 2N_i\bar{N} + \bar{N}^2)f(N_i)\\ &= \sum N_i^2 f(N_i) - \sum 2N_i\bar{N}f(N_i) + \sum \bar{N}^2 f(N_i)\end{aligned}$$

因为所有概率之和应归一化，即 $\sum f(N_i) = 1$，此外，$\sum N_i f(N_i)$ 即是 N_i 的平均值 $\bar{N}$，而由泊松分布定义

$$\begin{aligned}\sum N_i^2 f(N_i) &= \left(1^2\frac{\bar{N}}{1!} + 2^2\frac{\bar{N}^2}{2!} + 3^2\frac{\bar{N}^3}{3!} + \cdots\right)e^{-\bar{N}} = \bar{N}\left(1 + 2\frac{\bar{N}}{1!} + 3\frac{\bar{N}^2}{2!} + \cdots\right)e^{-\bar{N}}\\ &= \bar{N}\left[1 + (\bar{N} + \bar{N}) + \left(\frac{\bar{N}^2}{2!} + 2\frac{\bar{N}^2}{2!}\right) + \cdots\right]e^{-\bar{N}}\\ &= \bar{N}\left[\left(1 + \bar{N} + \frac{\bar{N}^2}{2!} + \cdots\right) + \left(\bar{N} + 2\frac{\bar{N}^2}{2!} + \cdots\right)\right]e^{-\bar{N}}\\ &= \bar{N}[e^{\bar{N}} + \bar{N}e^{\bar{N}}]e^{-\bar{N}} = \bar{N} + \bar{N}^2\end{aligned}$$

因此有

$$\sigma^2 = \bar{N} + \bar{N}^2 - 2\bar{N}\cdot\bar{N} + \bar{N}^2 = \bar{N}$$

以上讨论的是一系列测量中单次测量值的误差，但是通常实验结果的最好估计是其测量平均值，因此其误差应为平均值的统计误差。确切的计算表明平均值的标准偏差为

$$\bar{\sigma} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{m}(N_i - \bar{N})^2}{m(m-1)}} \tag{3.3.7}$$

即如果存在多个测量，则其平均值的误差比单独某次测量结果的误差要小。这是容易理解的。

3.3.2 标准误差的物理意义

将高斯分布公式(3.2.6)对误差 Δ 积分，可以得到误差的概率意义。例如从 $-\infty$ 到 $-\Delta_0$ 和从 $+\Delta_0$ 到 $+\infty$ 积分就得到误差绝对值 $|\Delta|$ 大于 Δ_0 的概率 $F(\Delta_0)$。几个典型的 Δ_0 值(用 Δ_0/σ 表示)所对应的 $F(\Delta_0)$ 值和 $1-F(\Delta_0)$ 值列于表3.3.1中。

表 3.3.1 误差绝对值超过 Δ_0 的概率

		概然误差	标准误差	90%误差	95%误差	
Δ_0/σ	0	0.674 5	1	1.644 9	2	3
$F(\Delta_0)$	1.000 0	0.500 0	0.317 3	0.100 0	0.045 5	0.002 7
$1-F(\Delta_0)$	0	0.500 0	0.682 7	0.900 0	0.954 5	0.997 3

对于标准误差，$\Delta_0/\sigma = 1$，误差绝对值大于 σ 的概率为 0.317。因此，如果把一组测量值的算术平均值及其误差写成 $\bar{N} \pm \sigma$ 的形式，即表示在一组很大数量的测量中，误差值处于 $-\sigma$ 到 $+\sigma$ 范围内的测量次数占总测量次数的 68.3%。或者说在一组测量中，任何一次测量值 N_i 处在平均值 $\bar{N} \pm \sigma$ 范围内的概率为 68.3%。再换一种说法，即平均值 $\bar{N}$ 处在一次测量值 $N_i \pm \sigma$ 范围内的概率为 68.3%。

因此，如果把任何一次测量值 N 及标准误差 σ 写成 $N \pm \sigma$ 形式，即表示真值落在 $N-\sigma$ 到 $N+\sigma$ 范围内的概率为 68.3%，这样就基本上确定了真实值所在的范围。实际上这就是误差表示的真正含义。

以上讨论都是基于对称的高斯分布的，对于不对称的泊松分布和二项式分布等，真实值落在 $N-\sigma$ 到 N 和 N 到 $N+\sigma$ 范围内的概率是不一样的，因此最好不用 $N \pm \sigma$ 形式表示，而分别给以测量值和标准误差。

平均值的标准误差的物理意义是类似的，如果将某个实验(包含多次测量)给出平均值 $\bar{N}$ 及其标准误差 $\bar{\sigma}$ 写成 $\bar{N} \pm \bar{\sigma}$ 形式，则真实值落在 $\bar{N}-\bar{\sigma}$ 到 $\bar{N}+\bar{\sigma}$ 范围内的概率为 68.3%。或者说，重复该实验(同样的多次测量)，其测量平均值落在 $\bar{N}-\bar{\sigma}$ 到 $\bar{N}+\bar{\sigma}$ 范围内的概率为 68.3%。

3.3.3 计数的统计误差

前面已经指出，粒子计数遵从统计分布规律。当平均计数 $\bar{N}$ 较小时，遵从泊

松分布，当 $\bar{N}$ 较大时，遵从高斯分布。因此如果定义粒子计数的统计误差为它的统计分布的标准误差，就可以用一般的标准误差处理方法来处理统计误差。但是需要注意两者在概念上是有差别的。一般的标准误差是表征物理量测量中带来的误差，物理量本身是有确定大小的，其物理意义如前所述，因此必须进行多次测量，一次测量是谈不上平均值和误差的。即使假定某次测量是它的真正平均值，也不能确定误差大小。

统计误差从它的定义可看出含有两层意义：其一，与一般的测量误差意义相同，在多次测量中有68.3%的测量次数的测量值处于 $\bar{N}-\sqrt{\bar{N}}$ 到 $\bar{N}+\sqrt{\bar{N}}$ 范围内，以表3.1.1的测量为例，$\bar{N}=2.46$ 计数，统计误差 $\sigma=\sqrt{2.46}=1.57$ 计数，在 $\bar{N}\pm\sqrt{\bar{N}}$ 范围内的测量次数约占总测量次数的73%，接近理论值；其二，表明了粒子计数本身的不确定性，即有统计涨落，因此单次测量也有统计误差。假设某一次测量值 N 即为平均值 $\bar{N}$，满足泊松分布条件，则统计误差为 $\sqrt{N}$，写成 $N\pm\sqrt{N}$ 的形式。它的物理意义可理解为再进行一次测量时，其测量值处于 $N-\sqrt{N}$ 到 $N+\sqrt{N}$ 范围内的概率为68.3%。这种情况在实际工作中是很有意义的，因为在许多实验中，不允许对同一情况的计数作许多次测量，这时只要计数 N 数值上足够大，一次测量的统计误差就比平均值小很多，即 $\sqrt{N}\ll\bar{N}$，这样，一次测量值就可以代表它的平均值，因而也就可以表示出它的统计误差。

$\sigma=\sqrt{N}$ 给出的是绝对误差，统计误差的精确度必须利用相对误差 δ 来表示

$$\delta=\frac{\sigma}{N}=\frac{1}{\sqrt{N}} \tag{3.3.8}$$

统计误差的绝对值 $\sqrt{N}$ 随粒子计数 N 的增大而增大，而实际上 N 越大，相对统计误差就越小，精确度也就越高。例如，在某次放射性测量中，若要使相对误差分别为10%、1%和0.1%，则粒子的计数应分别为 10^2、10^4 和 10^6 个。显然计数越多，相对误差越小，数据越精确。

还要指出一点，一般物理量测量中，标准误差和物理量具有同一量纲，而统计误差 $\sqrt{N}$ 和 N 都是无量纲的，也就是说，N 表示数目，是计数（而不是计数率），不管哪次测量，只要计数一样，其统计误差也就是一样的，见下例。

如果计数 N 是在 t 时间内测得的，设 t 没有误差，则有 $\dfrac{N\pm\sqrt{N}}{t}=\dfrac{N}{t}\pm\dfrac{\sqrt{N}}{t}$，因此计数率 $n=\dfrac{N}{t}$ 的统计误差表示为

$$n \pm \sqrt{\frac{n}{t}} = n\left(1 \pm \frac{1}{\sqrt{nt}}\right) = n\left(1 \pm \frac{1}{\sqrt{N}}\right) \tag{3.3.9}$$

由此可见，只要计数 N 相同，计数率和计数的相对误差是一样的，与时间 t 无关。当计数率不变（如放射源强度一定）时，测量时间越久，误差越小；当测量时间被限定时，则计数率越高，误差越小。

如果进行 m 次重复测量，总计数为 N_0，平均计数为 $\bar{N}$，则有 $N_0 = m\bar{N}$。总计数用误差表示就是 $m\bar{N} \pm \sqrt{m\bar{N}}$，因此用统计误差表示的平均计数为

$$\bar{N} \pm \sqrt{\frac{\bar{N}}{m}} = \bar{N}\left(1 \pm \frac{1}{\sqrt{m\bar{N}}}\right) = \bar{N}\left(1 \pm \frac{1}{\sqrt{N_0}}\right) \tag{3.3.10}$$

显然，测量次数越多，误差越小，精确度越高，也就是说，平均值的误差比单次测量的误差小 $\sqrt{m}$ 倍。但是 m 次测量总计数 N_0 的精确度（即相对误差）和平均值的精确度是一样的。

必须指出的是，这里讨论的计数必须是互相没有关系的随机事件，例如放射性计数、基本粒子作用事例计数等。至于有联系的事件，如带电粒子电离产生的次级粒子数，就不遵从泊松分布了，这在下节将会提到。

3.3.4 误差演算公式

在实际情况下，大多数测量和计算中不止包含一个误差来源，并且它们彼此之间可以没有关系。例如，测一个放射源的计数中，往往还包括不是这个放射源的本底计数。这就牵涉到误差的加减等演算。

从数学上说，这也就是已知了自变量 $x_1, \cdots, x_n$ 的标准误差 $\sigma_{x_1}, \cdots, \sigma_{x_n}$ 后，如何来求函数 $f(x_1, \cdots, x_n)$ 的误差。可以证明在一阶近似情况下，多元函数 $f(x_1, \cdots, x_n)$ 的标准误差为[1, 5]

$$\sigma_f^2 \approx \left(\frac{\partial f}{\partial x_1}\right)^2 \sigma_{x_1}^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2}\right)^2 \sigma_{x_2}^2 + \cdots + \left(\frac{\partial f}{\partial x_n}\right)^2 \sigma_{x_n}^2 \tag{3.3.11}$$

这就是误差演算的一般公式。对于二元函数的加、减、乘、除几种特殊情况，有

$$(x_1 + x_2) \pm \sqrt{\sigma_{x_1}^2 + \sigma_{x_2}^2} \tag{3.3.12}$$

$$(x_1 - x_2) \pm \sqrt{\sigma_{x_1}^2 + \sigma_{x_2}^2} \tag{3.3.13}$$

$$x_1 \cdot x_2\left(1 \pm \sqrt{\frac{\sigma_{x_1}^2}{x_1^2} + \frac{\sigma_{x_2}^2}{x_2^2}}\right) \tag{3.3.14}$$

$$\frac{x_1}{x_2}\left(1 \pm \sqrt{\frac{\sigma_{x_1}^2}{x_1^2} + \frac{\sigma_{x_2}^2}{x_2^2}}\right) \tag{3.3.15}$$

注意若 $f(x_1, \cdots, x_n)$是自变量的线性函数，则一阶以上的偏微商均为0，式(3.3.11)成为准确的表达式。由于加、减法显然是自变量的线性函数，而乘、除运算在取对数后也是线性函数，所以式(3.3.12)～(3.3.15)均精确成立。对于满足泊松分布的粒子计数或计数率情况，上述公式可以具体化为

$$(N_1 + N_2) \pm \sqrt{N_1 + N_2}, \quad \text{或} (n_1 + n_2) \pm \sqrt{\frac{n_1}{t_1} + \frac{n_2}{t_2}} \tag{3.3.16}$$

$$(N_1 - N_2) \pm \sqrt{N_1 + N_2}, \quad \text{或} (n_1 - n_2) \pm \sqrt{\frac{n_1}{t_1} + \frac{n_2}{t_2}} \tag{3.3.17}$$

$$N_1 \cdot N_2\left(1 \pm \sqrt{\frac{1}{N_1} + \frac{1}{N_2}}\right), \quad \text{或 } n_1 \cdot n_2\left(1 \pm \sqrt{\frac{1}{n_1 t_1} + \frac{1}{n_2 t_2}}\right) \tag{3.3.18}$$

$$\frac{N_1}{N_2}\left(1 \pm \sqrt{\frac{1}{N_1} + \frac{1}{N_2}}\right), \quad \text{或} \frac{n_1}{n_2}\left(1 \pm \sqrt{\frac{1}{n_1 t_1} + \frac{1}{n_2 t_2}}\right) \tag{3.3.19}$$

多元函数也有类似情况。加和减的绝对误差相同，等于单个标准误差平方和的开方

$$\sigma_{\text{加,减}}^2 = \sqrt{\sigma_{x_1}^2 + \sigma_{x_2}^2 + \cdots + \sigma_{x_n}^2} \tag{3.3.20}$$

这个公式是经常使用的，它指出物理量测量的总标准误差等于各个独立原因产生的标准误差的平方之和再开方。

乘和除的相对误差是相同的，等于单个相对标准误差平方和的开方

$$\delta_{\text{乘,除}}^2 = \sqrt{\delta_{x_1}^2 + \delta_{x_2}^2 + \cdots + \delta_{x_n}^2} = \sqrt{\frac{\sigma_{x_1}^2}{x_1^2} + \frac{\sigma_{x_2}^2}{x_2^2} + \cdots + \frac{\sigma_{x_n}^2}{x_n^2}} \tag{3.3.21}$$

例如，某次测量中，粒子源存在和拿走后各测10分钟的计数分别为300和100个。显然后者就是本底计数，前者是本底加上粒子源的计数。因此粒子源计数及其统计误差为

$$(300 - 100) \pm \sqrt{300 + 100} = 200 \pm 20$$

3.3.5 非等精度测量

以上讨论的都是对物理量进行一次测量或者精确度相同的多次测量而言，其算术平均值简单地满足式(3.1.1)的相加平均。但是如果同一物理量的测量精度不同的话，其结果的可靠程度也就不一样了，因此不能把它们的简单算术平均值取作真实值的最概然值，此时就必须考虑测量精度的影响，精度高的贡献当然大些，精度差的贡献应小些。为此引入“权”这一物理量来表征测量结果的精度或质量的好坏。

权的选取虽然有一定程度的任意性，但也不是随便定的，而是要有一定的根据。在多次测量中，由于标准误差表示了测量的精度，通常就选取权是与标准误差的平方成反比的数，如各组测量值 N_1，N_2，…，N_m 的标准误差分别为 σ_1，σ_2，…，σ_m，则它们的权分别为

$$w_1 = \frac{\lambda}{\sigma_1^2},\ w_2 = \frac{\lambda}{\sigma_2^2},\ \cdots,\ w_m = \frac{\lambda}{\sigma_m^2}$$

其中 λ 为任意比例常数，为了计算的方便，通常选择 λ 使权为整数(但不绝对)。加权后的算术平均值 $\bar{N}$ 叫做加权平均值，它是测量值的最佳估计，根据上面的讨论，显然有

$$\bar{N} = \frac{w_1 N_1 + w_2 N_2 + \cdots + w_m N_m}{w_1 + w_2 + \cdots + w_m} = \frac{\sum_{i=1}^{m} w_i N_i}{\sum_{i=1}^{m} w_i} \tag{3.3.22}$$

加权平均值的标准误差则可根据标准误差的定义式(3.3.2)和上述同样的考虑求得

$$\sigma_{\bar{N}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{m} w_i \sigma_i^2}{m \sum_{i=1}^{m} w_i}} \tag{3.3.23}$$

例如，对 300 GeV/c 的 pp 作用总截面的两个测量结果分别为(39.3 ± 0.8)mb 和(39.0 ± 1.0)mb，它们的权分别取为 16 和 25，则其加权平均值及误差为

$$\frac{16 \times 39.0 + 25 \times 39.3}{16 + 25} \pm \sqrt{\frac{16 \times 1.0^2 + 25 \times 0.8^2}{2(16 + 25)}} = (39.18 \pm 0.63)\text{mb}$$

3.4　测量数据的审查

由统计分布和标准误差的讨论可知，测量值的统计分布是围绕平均值附近出现高峰的分布，也即接近平均值（即误差小）的概率大，远离平均值的（误差大）概率小。测量值的误差绝对值大于 Δ_0 的概率随 Δ_0 增大而很快下降，当 $\Delta_0 = 2\sigma$ 和 3σ 时，其概率已分别降至 4.55% 和 0.27%，也就是说进行 100 次测量，测量值的误差大于 2σ 或 3σ 的只有不到 5 次或 0.3 次。因此，如果进行单次测量，可以选择 2σ 或 3σ 作为统计上允许的误差，或者说是合理的误差范围。在这里用 2σ 是较粗略的，而用 3σ 是较严格的。相应地，也可以选择 2δ 或 3δ 作为测量的精确度，其中 δ 是由式(3.3.8)所确定的相对误差。

在实际测量中，数据的误差除了由统计涨落原因造成外，还可能有其他原因带来的系统误差或过失误差。例如测量仪器本身不准确（由于工作不稳定，结构或调整的不完善等），外界无规则的干扰，实验方法或理论上的不完善，测量者的不细致等等。这些误差没有一定的规律性，必须从实际中去寻找它们，并设法加以消除。为此首先要确定它们确实存在与否，这通常可以运用上述误差理论来判断。其中最简单的一种方法如下。

测量同一个放射源的两次计数率，计算它们差值的标准偏差 σ，然后与两个测量值的差比较。例如，每次测 1 分钟，得到计数是 3 900 和 4 200，这样算得 $\sigma = \sqrt{4\,200 + 3\,900} = 90$，由文献[12]可知，这可按照表 3.3.1 求出 $|N_1 - N_2| \geqslant k\sigma$ 的概率，只是概率值比表中给出的小了一半而已，这是因为表中概率包括了误差大于 Δ_0 和小于 $-\Delta_0$。对于这个例子来说，$k = |N_1 - N_2| / \sigma = 3.3$，因此单独由于统计误差所引起的测量偏差的概率小于 $0.27\%/2 = 0.14\%$。因而可以认为这个计数装置（很可能）记录了非统计涨落的计数，也就是说存在系统或过失误差。一般说，如果这样的计数只是偶然出现，则可以认为是过失误差，在数据处理时就可舍弃。

必须指出，可疑值的取舍应当谨慎，要根据误差理论决定的法则来进行考虑。

除了审查单个测量数值外，有时还需要审查一组测量数据，看看它们是否与某一统计分布相一致，例如，某种相互作用事例数是不是适合泊松分布；或者当

知道适合某种分布，反过来判断测量设备的功能正常与否。这对于测量数较少的情况尤其适宜，其中最常用的是泊松离散指数检验。定义一组泊松离散指数 χ^2[1, 13] 为

$$\chi^2 = \frac{\sum_{i=1}^{n}(N_i - \bar{N})^2}{\bar{N}} \tag{3.4.1}$$

这里 n 是测量次数，N_i 是第 i 次测量值，$\bar{N}$ 是平均值。以同样方式再进行测量的话，χ^2 将具有一定的分布，其最概然值接近 $n-1$。令 P 为分布中 χ^2 值超过测得 χ^2 值的概率。显然 χ^2 小则相应的概率 P 大，χ^2 大则相应的概率小。P 除了与 χ^2 有关外，也与测量次数 n 有关。

表 3.4.1 是按泊松分布算出的、不同自由度数（等于 $n-1$，因为平均值关系减少一个自由度。）下对应于三种概率 P 的 χ^2 值。注意概率 0.5 相应的 χ^2 值近似等于自由度数 $n-1$。泊松离散指数检验规定，由测量的这组数值按式 (3.4.1) 算出 χ^2 值后，由表 3.4.1 查出相应的 P 值，如果 P 小于 0.02 或大于 0.98，就说明这组数值不适合泊松分布或者这组数值可能有疑问。例如，用一探测器进行放射性测量，每 5 分钟测一次数，共得 6 个数值：242，241，249，246，236 和 250。由此算得它们的 $\bar{N}=244$，$\chi^2=0.58$，$n-1=5$，由表 3.4.1 可得相应的 $P>0.98$，说明这组数据是有问题的。这也可以由它们的偏差所确定的标准误差 $\sigma \approx \sqrt{\frac{142}{5}} \approx 5$ 远比平均值确定的 $\sigma = \sqrt{\bar{N}} = \sqrt{244} \approx 16$ 小，以及没有一个读数落在 $\bar{N} \pm 16$ 之外看到，这组数值初看起来很好，相互差异较小，重复性高，但有经验的人可以看出这是假的，超出了统计误差限制的最好程度，因而说明测量设备或探测器或者是电子学线路有问题，例如计入了周期性假计数等。

表 3.4.1　用于泊松离散指数检验的 χ^2 值

P	$n-1$					
	3	5	10	15	20	30
0.98	0.18	0.75	3.06	5.98	9.24	16.3
0.50	2.37	4.35	9.34	14.3	19.3	29.3
0.02	9.84	13.4	21.2	28.3	35.0	48.0

3.5　计数时间或源强的选择

在物理实验中，经常对测量的精确度提出要求，为了达到一定的精度或误差要求，根据前面的讨论，对测量实验中需要的重复测量次数或总的统计量提出了相应的限制。这里要讨论的是在计数测量中，若要保证一定精确度的话，那么如何来确定测量时间或粒子强度，例如测量宇宙线通量、某反应截面、放射源强度等。最简单的情况是只存在一种粒子源，并且不存在本底的情况。这时就可以应用公式(3.3.8)来计算精确度，δ 是相对误差，前文已经提到，精确度 ε 可以选择为 2δ 或 3δ，一般情况下则取为 $k\delta$，即

$$\varepsilon = k\delta \tag{3.5.1}$$

于是代替式(3.3.8)就有

$$\varepsilon = \frac{k}{\sqrt{N}} = \frac{k}{\sqrt{nt}} \tag{3.5.2}$$

例如，要求精确度 $\varepsilon < 1\%$，并设 $k = 2$，则粒子计数 N 需大于 4×10^4 个。假如粒子源计数率为 10^3 个/分，则测量时间就需要 40 分钟。反之，若限制测量时间的话，就可求出对粒子源所要求的最低计数率。

有两种粒子源同时存在的情况就比较复杂了。例如，要在有本底的情况下测量一种粒子源计数率的话，那么根据式(3.3.28)和(3.3.36)可知，这时的测量精度为

$$\varepsilon = k\sqrt{\frac{n_{本}}{t_{本}} + \frac{n_{总}}{t_{总}}} \Big/ (n_{总} - n_{本}) \tag{3.5.3}$$

这里 $n_{本}$、$n_{总}$ 和 $t_{本}$、$t_{总}$ 分别为本底和粒子源加本底的计数率和测量时间。

如果限定测量总时间 $T = t_{本} + t_{总}$，那么，$t_{本}$ 和 $t_{总}$ 应有一定的比例关系才能使结果的精确度为最高，亦即相对误差最小，在数学上，这时必须满足以下条件

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left[\sqrt{\frac{n_{本}}{t_{本}} + \frac{n_{总}}{t_{总}}} \Big/ (n_{总} - n_{本})\right] = 0$$

由此得到

$$\frac{t_{总}}{t_{本}}=\sqrt{\frac{n_{总}}{n_{本}}} \tag{3.5.4}$$

这就是说，把总的测量时间限定的话，只有当测量粒子源计数率的时间和测量本底的时间之比等于总计数率（源加上本底）和本底计数率之比的平方根时，所确定的粒子源计数率的标准误差才最小。例如前面 3.3.4 节中最后的实例，要求测量总时间为 $T=20$ 分钟时，得到 $t_{总}/t_{本}=\sqrt{30/10}=1.73$，即 $t_{本}=7.3$ 分钟，$t_{总}=12.7$ 分钟，这时测量的相对误差最小，为 9.5%，比等时间的情况算得的相对误差 10%要小。当然，若要应用式(3.5.4)，就必须首先在实验上用较少的时间来找出两个计数率的大约比值。

如果要求测量具有一定的精确度，那么如何来确定测量时间的长短呢？此时只要联立求解方程(3.5.3)和(3.5.4)即可，有

$$t_{总}=\frac{k^2(n_{总}+\sqrt{n_{总}\cdot n_{本}})}{(n_{总}-n_{本})^2\varepsilon^2} \tag{3.5.5}$$

$$t_{本}=\frac{k^2(n_{本}+\sqrt{n_{总}\cdot n_{本}})}{(n_{总}-n_{本})^2\varepsilon^2} \tag{3.5.6}$$

仍以上述实例来说明，如果要求 $\varepsilon<10\%$，在 $k=2$ 的情况下，就得到 $t_{本}>27.3$ 分钟，$t_{总}>47.3$ 分钟。

3.6 电离过程中的统计涨落和能量分辨率

3.6.1 能量分辨率

探测粒子主要是利用带电粒子在探测器内所产生的次级粒子效应，如电离和激发。这时入射粒子的能量部分或全部损失在探测器内。现在首先来讨论入射粒子能量 E_0 全部损失在探测器内的情况，当 E_0 远大于原子的电离能量时，虽然一次作用传递给次级电子的能量差异很大，但是能量较大的次级电子还会再引起电离和激发，直到能量分散给更多次级离子，而这些离子所具有的能量不足以引起电

离和激发为止。由于作用次数很多，平均来说，每个单能入射粒子将产生差不多的次级粒子数 N_0。设 ε 是入射粒子每产生一个次级粒子所平均消耗的能量，则有

$$N = \frac{E_0}{\varepsilon}$$

如果探测器将 N 正比地转变成电脉冲幅度 U（或径迹长度等），那么通过测量 U 即可测出入射粒子的能量

$$U = \alpha N = \frac{\alpha}{\varepsilon} E_0 \tag{3.6.1}$$

其中 α 是比例系数。但是入射粒子将其能量分散给许多次级粒子的过程是一个统计过程，每次粒子碰撞时，所损失的能量并不相同，作用次数也不完全一样。因而每个单能入射粒子产生的次级粒子数围绕平均值 $\bar{N}$ 形成一种统计分布，在一级近似下，可认为入射粒子产生某一对和另一对次级粒子之间并无任何因果关系，纯粹是随机事件，因而产生的次级粒子数 N 将遵循泊松分布。同时由于 N 一般很大，因此实际上是一个高斯分布，如图 3.6.1 所示，其最大值所对应的 U_0 正比于入射粒子能量。一般定义探测装置的能量分辨率 η 为脉冲计数最大值一半所对应的全宽度（也叫半宽度、半高全宽，FWHM）ΔU 与 U_0 之比，即

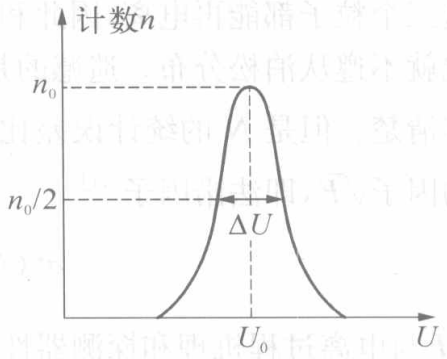


图 3.6.1　能量分辨率示意图

$$\eta = \frac{\Delta U}{U_0} \times 100\% \tag{3.6.2}$$

由高斯分布公式(3.2.5)和半宽度定义有

$$\frac{W(U_{半})}{W(U_0)} = \frac{1}{2} = \exp\left[-\frac{(U_{半} - U_0)^2}{2\sigma_U^2}\right]$$

所以可得

$$\frac{(U_{半} - U_0)^2}{2\sigma_U^2} = \ln 2$$

式中 σ_U 是 U 的标准误差。由于半宽度 ΔU 是偏差的两倍，故

$$\Delta U = 2 \mid U_{半} - U_0 \mid = 2\sqrt{2\ln 2} \cdot \sigma_U = 2.354\sigma_U \tag{3.6.3}$$

于是

$$\eta = \frac{\Delta U}{U_0} = 2.354\frac{\sigma_U}{U_0} \tag{3.6.4}$$

式中 σ_U/U_0 是 U 的相对标准误差。实际上脉冲幅度经常使用能量或电离粒子数作为坐标，因而能量分辨率和半宽度就相应为

$$\eta = \frac{\Delta U}{U_0} = 2.354\frac{\sigma_U}{U_0} = 2.354\sqrt{\frac{1}{N}} = 2.354\sqrt{\frac{\varepsilon}{E_0}} \tag{3.6.5}$$

$$\Delta N = 2.354\sigma_N = 2.354\sqrt{N} = 2.354\sqrt{\frac{E_0}{\varepsilon}} \tag{3.6.6}$$

$$\Delta E = 2.354\sigma_E = 2.354\varepsilon\sqrt{N} = 2.354\sqrt{\varepsilon E_0} \tag{3.6.7}$$

3.6.2 法诺因子修正

事实上电离过程产生的离子之间并不是完全无关的，入射粒子产生离子对后，这三个粒子都能再电离，因此和衰变过程并不完全一样，电离形成的次级总粒子数也就不遵从泊松分布。遗憾的是直到现在我们对电离和激发的全过程还了解得不够清楚。但是 N 的统计误差比用泊松分布表示的$\sqrt{N}$小很多，要乘以一个小于 1 的因子$\sqrt{F}$，即法诺因子[14]

$$\sigma^2(N) = \overline{(N-\bar{N})^2} = F\bar{N} \tag{3.6.8}$$

$\sqrt{F}$与电离过程机理和探测器性质有关。由于计算所假设的电离模型不同，各人计算的值差异就很大[15,16]。实验值随着探测器分辨率的提高和电子学系统噪声的减小而下降，比法诺当初估计的还要小[13]。有关这方面内容在以后相应的章节还会详述。

以下介绍一下法诺因子的正式推导。考虑这样一个实验，设在某探测器中沉积固定的能量 $E = E_{\text{total}}$（如使用 X 射线或 α 粒子放射源），并通过 p 步传递给探测器灵敏物质，每步沉积的能量为 E_p，相应产生 m_p 个电子-离子对（或电子-空穴对，视探测器灵敏物质而定），经过 I 步后全部能量被探测器吸收，即 $p = 1, 2, \cdots, I$。此外，令 $m_p^{(e)} = \dfrac{E_p}{W}$ 为第 p 步预期的电离数，$\bar{N}^{(e)} = \dfrac{E}{W}$ 为预期的平均总电离数。

根据概率统计，探测器的能量分辨率为

$$\sigma^2 = \overline{(N-\bar{N})^2} \tag{3.6.9}$$

$\bar{N}$ 是该实验大量重复后总电离数的平均值，$\bar{N} \to \bar{N}^{(e)}$。因此

$$\sigma^2 = \frac{1}{L}\sum_{k=1}^{L}(N_k - \bar{N})^2$$

也就是说，我们进行 L 次假想实验，在第 k 次实验中共产生 N_k 电离数，是通过 I_k 步完成的，在第 p 步中产生的电子-离子对数目为 m_{pk}，沉积能量为 E_{pk}。

$$N_k - \bar{N} = \sum_{p=1}^{I_k} m_{pk} - \frac{E}{W} = \sum_{p=1}^{I_k} m_{pk} - \frac{1}{W}\sum_{p=1}^{I_k} E_{pk}$$

式中第二项求和体现了能量守恒的要求，限制了载流子产生过程的随机性，因而其统计涨落比没有能量守恒限制的情况要小。再令

$$\nu_{pk} = m_{pk} - \frac{E_{pk}}{W}$$

则有

$$N_k - \bar{N} = \sum_{p=1}^{I_k} \nu_{pk}$$

L 次实验的方差为

$$\left.\begin{aligned}
\sigma^2(N) &= \frac{1}{L}\cdot \underbrace{\sum_{k=1}^{L}}_{L\text{次实验}} \underbrace{\Big(\sum_{p=1}^{I_k}\nu_{pk}\Big)^2}_{\text{每次实验}} \\
\sigma^2(N) &= \frac{1}{L}\Big(\sum_{k=1}^{L}\sum_{p=1}^{I_k}\nu_{pk}^2 + \sum_{k=1}^{L}\sum_{i\neq j}^{I_k}\nu_{ik}\nu_{jk}\Big)
\end{aligned}\right\} \tag{3.6.10}$$

首先考察上式中的混合项(后一项)

$$\frac{1}{L}\sum_{k=1}^{L}\sum_{i\neq j}^{I_k}\nu_{ik}\nu_{jk} = \frac{1}{L}\sum_{k=1}^{L}\sum_{i=1}^{I_k}\nu_{ik}\Big(\sum_{j=1}^{I_k}\nu_{jk} - \nu_{ik}\Big)$$

对于某次实验 k，引入 ν_k 的平均值

$$\bar{\nu}_k = \frac{1}{I_k}\sum_{j=1}^{I_k}\nu_{jk}$$

可将式(3.6.10)变为

$$\frac{1}{L}\sum_{k=1}^{L}\sum_{i\neq j}^{I_k}\nu_{ik}\nu_{jk} = \frac{1}{L}\sum_{k=1}^{L} I_k\bar{\nu}_k(I_k\bar{\nu}_k - \bar{\nu}_k)$$

注意公式中最后一项 ν_k 用 $\bar{\nu}_k$ 作了近似。这样我们就可得到

$$\frac{1}{L}\sum_{k=1}^{L}\sum_{i\neq j}^{I_k}\nu_{ik}\nu_{jk} = \frac{1}{L}\sum_{k=1}^{L} I_k(I_k - 1)\bar{\nu}_k^2 = (\overline{I^2} - \bar{I})\bar{\nu}^2$$

这里假设了 I_k 和 $\bar{\nu}_k$ 没有关联，且 I_k 很大，使得 $\bar{\nu}_k = \bar{\nu}$。而根据定义，ν 代表产生的电子-离子对数与平均值的差别，因此其期望值为零，$\bar{\nu} = 0$，因此这部分混合项实际上没有贡献，只留下式(3.6.10)中的平方项。

$$\sigma^2(N) = \frac{1}{L}\sum_{k=1}^{L}\sum_{p=1}^{I_k}\nu_{pk}^2 = \frac{1}{L}\sum_{k=1}^{L} I_k\,\overline{\nu_k^2} = \bar{I}\,\overline{\nu^2} = \bar{I}\cdot\overline{(m_p - E_p/W)^2}$$

注意到 $\bar{I} = \dfrac{\bar{N}}{\bar{m}_p}$，有

$$\sigma^2(N) = \frac{\overline{(m_p - E_p/W)^2}}{\bar{m}_p}\cdot\bar{N}$$

根据前面式(3.6.8)对法诺因子的定义，可知

$$F = \frac{\overline{(m_p - E_p/W)^2}}{\bar{m}_p} \tag{3.6.11}$$

由此可见，探测器的能量分辨率相对于泊松分布起伏改善了$\sqrt{F}$倍。

考虑法诺因子后，能量分辨率为

$$\eta = 2.354\sqrt{\frac{F}{N}} = 2.354\sqrt{\frac{F\varepsilon}{E_0}} \tag{3.6.12}$$

$$\Delta N = 2.354\sqrt{FN} = 2.354\sqrt{\frac{FE_0}{\varepsilon}} \tag{3.6.13}$$

$$\Delta E = 2.354\varepsilon\sqrt{FN} = 2.354\sqrt{F\varepsilon E_0} \tag{3.6.14}$$

这几个公式在讨论探测器能量分辨率时是非常有用的。

参考文献

[1] 朱永生. 实验物理中的概率和数据分析[M]. 2版. 北京：科学出版社，2006.

[2] YOUNG H D. Statistical treatment of experimental data [M]. New York: McGraw-Hill, 1962.

[3] BEERS Y. Theory of errors [M]. 2nd ed. Reading, Massachusetts: Addison-Wesley Educational Publishers Inc, 1957；毕尔斯. 误差理论简引[M]. 北京：科学出版社，1958.

[4] 冯师颜. 误差理论与实验数据处理[M]. 北京：科学出版社，1964.

[5] TAYLOR J R. An introduction to error analysis: the study of uncertainties in physical measurements [M]. 2nd ed. New York: University Science Books, 1997.

[6] BORK P V, GROTE H, NOTZ D, REGLER M. Data analysis techniques in high-energy physics experiments [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1990.

[7] FLEISCHMANN M, PONS S. Electrochemically induced nuclear fusion of deuterium [J]. Journal of Electroanalytical Chemistry, 1989, 261: 301 - 308; and errata, 1989, 263: 187 - 188.

[8] PETRASSO R D, CHEN X, WENZEL K W, et al. Problems with the γ-ray spectrum in the Fleischmann et al. experiments [J]. Nature, 1989, 339: 183 - 185; PETRASSO R D, CHEN X, WENZEL K W, et al. Measurement of γ rays from cold fusion [J]. Nature, 1989, 339: 667 - 669.

[9] LEWIS N S, BARNES C A, HEBEN M J, et al. Searches for low-temperature nuclear fusion of deuterium in palladium [J]. Nature, 1989, 340: 525 - 530.

[10] ABRAMOWITZ M, STEGUN I A. Handbook of mathematical functions [M]. New York: Dover Publications, 1972.

[11] 希洛夫. 最小二乘法[M]. 北京：地质出版社，1955.

[12] JARRETT A A. Statistical methods used in the measurement of radioactivity. Some useful graphs [M]. Department of Energy, USA: Atomic Energy Commission Report AECU - 262, 1946.

[13] YUAN L C L, WU C S. Methods of experimental physics. Nuclear physics, part B [M]. New York: Academic Press, 1963.

[14] FANO U. Ionization yield of radiations. II. the fluctuations of the number of ions [J]. Physical Review, 1947, 72: 26 - 29; WALENTA A H. Review of the Physics and

Technology of Charged Particle Detectors: Dynamics and spectroscopy at high-energy: Proceedings of the 11th SLAC summer institute on particle physics [C]. Stanford, California: SLAC Pubs and Reports (Report 267), 1983.

[15] BERTOLINI G, COCHE A. Semiconductor detectors [M]. Amsterdam: North Holland Publishing Company, 1968; 伯托利尼 G, 科什 A. 半导体探测器[M]. 北京: 原子能出版社, 1975.

[16] ALKHAZOV G D, KOMAR A P, VOROB'EV A A. Ionization fluctuations and resolution of ionization chambers and semiconductor detectors [J]. Nuclear Instruments and Methods, 1967, 48: 1-12.

习　题

1. 一个计数管记录的平均本底计数率为 2.87 cpm，求两分钟得到下列计数的概率。① 5 个计数；② 至少一个计数。为了保证有 99%以上的概率至少能记录一个计数，需要多长的计数时间？

2. 用闪烁计数器测量钋 α 衰变，记录在 1/8 秒内的粒子数，得到以下结果：

粒子数	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
观察到的次数	37	203	383	525	532	408	273	139	45	27	10	4	0	1

试证明泊松分布是否适用于钋 α 衰变。

3. 证明：① 在时间的平均出现次数 $\bar{n} \gg 1$ 的条件下，可以从泊松分布过渡到高斯分布。② 证明 $\overline{(n-\bar{n})^2} = \sum_{n=0}^{\infty}(n-\bar{n})^2 \cdot P(n) = \bar{n}$。③ 证明平均数 $\overline{(n-\bar{n})} = \sum_{n=0}^{\infty}(n-\bar{n}) \cdot P(n) = 0$。④ 证明 $nP(n) = \bar{n}$。⑤ 证明泊松分布是归一化的，即 $\sum_{n=0}^{\infty} P(n) = 1$。⑥ 证明在 $p \ll 1$ 的条件下，二项式分布 $P(n) = \dfrac{n_0!}{n!(n_0-n)!} p^n (1-p)^{n_0-n}$ 可以简化为泊松分布 $P(n) = \dfrac{\bar{n} \cdot e^{-n}}{n!}$，并证明对于泊松分布有 $\sigma^2 = \bar{n}$。

4. 用 β 射线照射计数管，平均每秒钟观察到 5 个计数，每秒得到 n 个计数的概率 $P(n)$ 的函数形式是什么？

5. 在相同的条件下对一放射源测得两次计数是4 012和4 167，若按显著水平 $\alpha = 0.05$ 进行检验，计数的差异是否正常？

6. 测得的一组数据是1 010、1 018、1 002、950、1 062，假设这组数据是服从统计规律的，试检验其是否正常？

7. G－M计数管的死时间为180 μs，测量中计数率为640 cps。求由于存在死时间，每秒损失多少计数。若要求损失的计数率不超过真实计数率的1%，放射源（点源）和计数管之间的距离应如何改变？

8. 宇宙射线在计数管中引起的本底计数为30 cpm，为了使测量的准确度小于2%，每分钟应记录多少计数？

9. 用一个探测器在30分钟内测量的本底计数是845，用放射源进行测量时，总计数增加到80 cpm，要是测量的放射源本身的计数率的相对误差小于3%，需要用放射源测量多长时间？

10. 测得G－M计数管在不用铅室时的本底计数率为40 cpm，用铅室后减小到25 cpm，某次作弱放射性测量，源和本底的总计数率比本底计数率多50 cpm，若要求相对误差为1%，试计算用铅室比不用铅室可节省多少时间。

11. 某次测量长半衰期的放射源和本底的总计数为105 cpm，本底计数率为45 cpm，若测量时间总共为5小时，为使测量结果的误差最小，测源和测本底时间应如何分配？计算此时测量源强的相对误差。若要求源强的相对误差≤1%，需测量多长时间？

12. 在马达磨损测试中，通过测量油样品包含的放射性活塞环颗粒的重量可以推算马达磨损的情况。如果一种用过的油样品每分钟产生13 834个计数，而100 μg相同的放射性材料组成的标准样品每10分钟产生91 396个计数，在很长的计数时间内（～24小时）测得的探测器本底计数率为281 cpm，求样品中所含的颗粒重量及其相对误差。

13. 有30名学生用相同的测量装置测量本底计数率，每个同学都用相同的方法进行测量，即记录5次1分钟的计数，然后求平均，一个学生得到的典型数据如下

第一分钟计数	25
第一分钟计数	35
第一分钟计数	30
第一分钟计数	23
第一分钟计数	27
平均数	140
平均计数率	28.0(cpm)

（1）假设仅存在统计涨落，这组数据合理吗？定量证明你的结论。

（2）计算上述数据平均值的标准误差。

（3）估算30名学生测量的平均本底计数率的方差值。

（4）假设仅存在统计误差，估算30个独立测量值得到的最后平均值的标准误差。

14. 下列数据是从由两个相同的同位素组成的放射源A和B测量得到的结果

A+本底	251/5 分钟
B+本底	717/2 分钟
本底	51/10 分钟

求放射源 A 和 B 的放射性强度比及标准误差。

15. 要求你用一个放射性强度大致相同的^{137}Cs标准参考源对另一个^{137}Cs源的 γ 强度进行刻度，标准源强为 3.50 ± 0.05 μCi，两个放射源分别在探测器中产生的计数率约为 1 000 cps，本底计数可以忽略。假设对每个放射源分别进行等时间的测量，为了使未知源的放射性强度的标准误差小于 2%，需要测量多长时间？

16. 一个计数系统的平均本底计数率为 50 cpm，使用放射源后，10 分钟得到的总计数为 1 683，24小时后重复进行 10 分钟计数，得到的总计数为 914，问① 放射源的半衰期是多少？② 由于计数的统计性，测得的半衰期的标准误差是多少？

17. 测量放射源在 1 分钟内的计数为 561，取走源后，1 分钟计数为 410，求放射源本身的净计数率及其标准误差。

18. 一个放射源在 10 分钟内连同本底的总计数为 846，而 10 分钟的本底计数为 73，求放射源本身的计数率及其标准误差。重复上述测量，并设测量的总时间为 20 分钟，为了使放射源净计数的标准误差达到最小值，用于测量放射源计数和本底计数的时间各为多少？并说明为什么可以减小测量误差。

19. 在中子散射实验中，本底计数为中子计数的 50%，必须积累多少计数才可以使所记录的散射中子数的统计误差小于 5%？

20. 如粒子在物质中的吸收规律可由关系式 $N(x) = N(0)e^{-\mu \cdot x}$ 来描述，证明粒子的平均自由程为 μ^{-1}。

第4章　气体探测器

气体探测器是以气体为电离介质，通过收集粒子在穿过气体探测器时产生的电子和离子，从而对粒子“灵敏”的一种测量装置。由于气体介质本身的物理性质特点，使得气体探测器具有物质密度小、造价低、时间响应快、空间分辨高等许多优点，特别在现代的核与粒子物理实验中，气体探测器成为不可缺少的测量装置。

早期的气体探测器有G－M计数管、电离室、正比计数管、云室、气泡室、火花室等，它们是物理实验中最早使用的探测器，对核与粒子物理的发展起了巨大的作用，例如用G－M计数管探测宇宙线粒子（见图4.0.1(a)）；使用电离室研究并发现核裂变现象；利用云室测量发现了正电子和μ介子。图4.0.1(b)是利用气泡室发现Ω^-粒子的照片。现代许多大型粒子探测装置都是在这些探测器的基础上发展起来的。1968年恰帕克（G. Charpak）等人依据正比计数管工作原理和火花室技术发明了多丝正比室，并配合读出电子学系统，实现了粒子径迹实时测量。现代粒子物理中许多重要的发现都与气体探测器及径迹测量技术的发展密切相关，例如1983年发现的中间玻色子$W^{\pm}$和Z^0。因对气体探测器发展作出贡献而获诺贝尔物理学奖先后有：

威尔孙（C. T. R. Wilson）发明云室（1927年）；

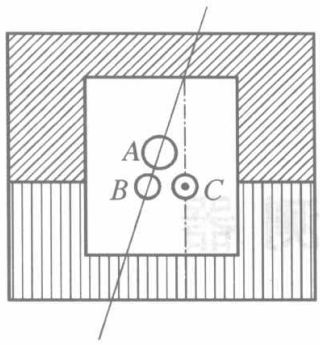
布莱克特（P. M. S. Blackett）发展云室及相关技术（1948年）；

格拉泽（D. Glaser）发明气泡室（1960年）；

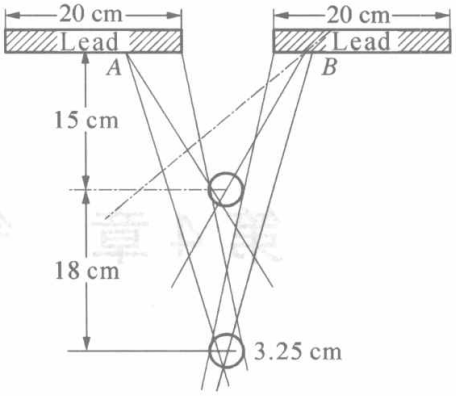
阿尔瓦雷兹（L. W. Alvarez）发明氢气泡室及数据处理方法（1968年）；

恰帕克发明多丝正比室（1992年）。

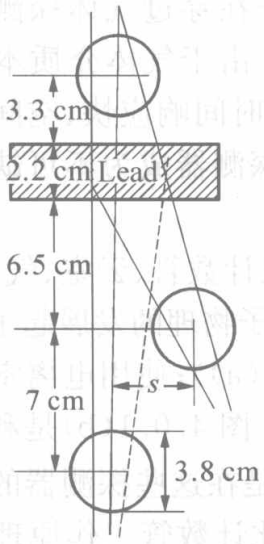
本章将详细讨论气体探测器的测量原理及三种基本的气体探测器：电离室、正比计数器和G－M计数器。在此基础上，按照气体探测器的结构特点，分别介绍气体多丝室、平板电极型气体探测器和微电极气体探测器的工作原理和特性。



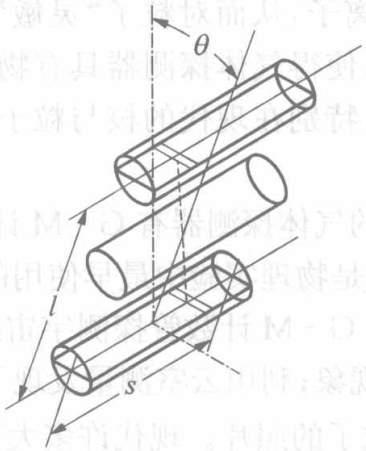
(1)



(2)

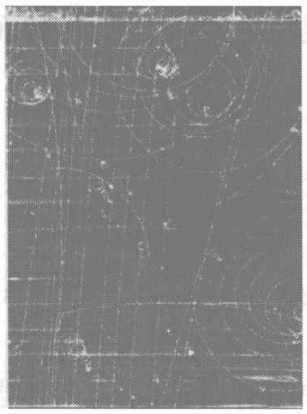


(3)



(4)

图 (a)



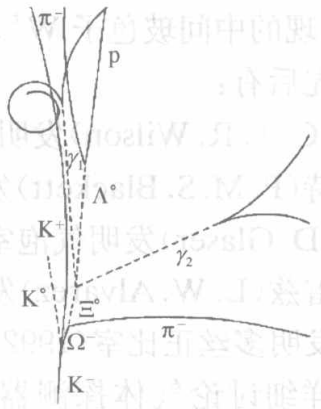


图 (b)

图 4.0.1 (a) 早期使用 G－M 计数管测量宇宙射线所建立的测量装置示意图；(b) 使用气泡室发现 Ω^- 粒子的照片(1964 年)

4.1　气体探测器的测量原理

在第 1 章中已经对各种粒子与物质(包括气体)相互作用作了详细的论述,本节将针对带电粒子与气体原子(分子)相互作用的一些重要特点,归纳如下。

4.1.1　带电粒子在气体中的能量损失和统计规律

带电粒子通过气体介质时,由于和气体原子中的电子发生电磁相互作用,主要通过气体分子(或原子)的电离或激发效应而损失能量。电离和激发效应引起的电离能损,与带电粒子本身的性质和气体的性质有关。虽然在气体介质中损失的能量相对固体介质较小,第 1 章所给出 Bethe - Bloch 公式同样适用于气体介质,其要点如下:

(1) 带电粒子在介质中的电离损失($\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$)是入射粒子速度和电荷的函数,而与粒子质量无直接关系,仅与其速度(β)有关,不过在实际应用时常用粒子动量而不是用速度作为参量。低能区,$-\mathrm{d}E/\mathrm{d}x \propto 1/\beta^2$,能量损失随 β 值的增加迅速下降(见图 4.1.1)。

(2) 在粒子速度达到 $\beta\gamma \approx 3 \sim 4$ 时,所有粒子的能损差不多都达到最小值。通常把最小值处的能量损失称为最小电离 $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x_{\min}$,把在探测器中能量损失为最小值的粒子称为最小电离粒子(Minimum Ionizing Particles,简写为 MIP)。

(3) 在相对论上升区($4 < \beta\gamma < 50$),$-\mathrm{d}E/\mathrm{d}x \propto \ln\beta\gamma$,能量损失随 $\beta\gamma$ 值按对数规律上升。由于高速带电粒子的电场使介质原子极化而产生的屏蔽效应与介质密度有关,在此区间带电粒子通过气体介质的能量损失变化比固体介质要明显,其能损曲线坪区的电离损失值约为 $1.5\mathrm{d}E/\mathrm{d}x_{\min}$,这一特性称为气体中电离能量损失的密度效应。图 4.1.2 是氩气中能量损失随粒子动量变化的实验和理论计算结果的比较。

气体探测器就是利用上述特点,通过测量粒子的电离能损来确定粒子的速度,再结合粒子在磁场中径迹的偏转半径确定其动量,进而识别粒子。这也是核与粒子物理实验中,广泛采用气体探测器进行粒子识别的主要方法。

需要指出的是,Bethe - Bloch 公式给出的是带电粒子通过介质的平均能量损失,实验上单次测量与多次测量的平均能量损失会有较大的差别。造成这一分布特征的原因是电离和激发过程的统计性,以及电离过程产生的较高能量次级电子的丢失。实际测量和理论计算表明,当高能带电粒子穿过探测器并且损失能

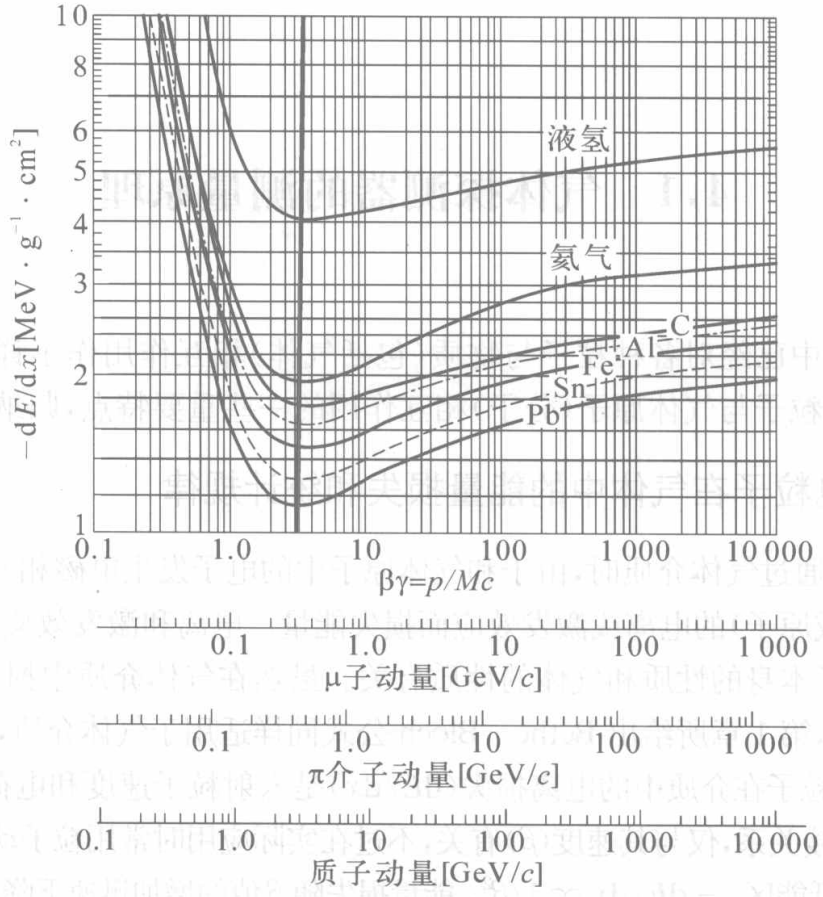


图 4.1.1　根据 Bethe-Bloch 公式计算的在几种介质中的电离能量损失[1]

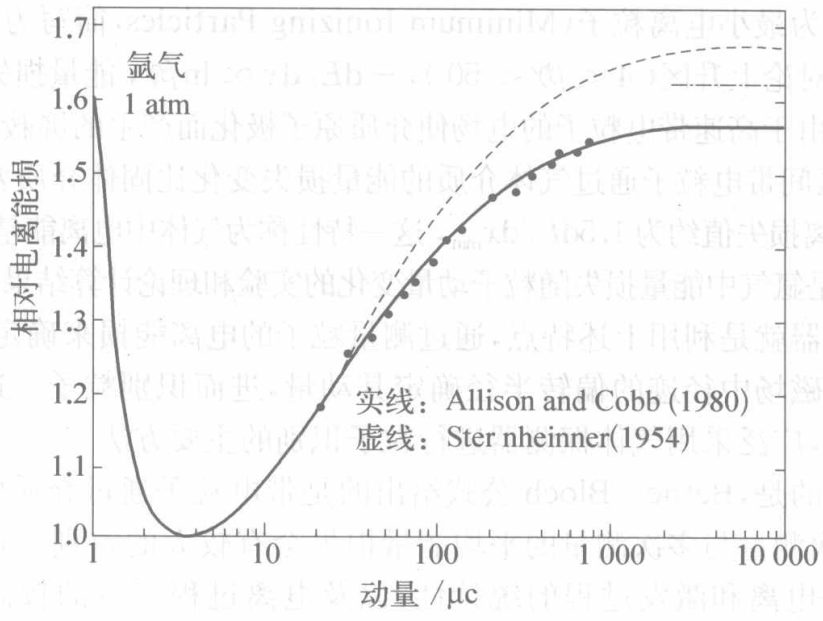


图 4.1.2　氩气中电离能量损失随粒子动量的变化[2]

量较小情况下，其能量损失的分布近似服从朗道分布（见图 4.1.3）。图中可以看出其分布的平均能损和最可几能损不同，这种现象在气体介质中尤其明显。这是由于入射粒子与气体介质的作用概率相对较小，在探测器内发生最大能量转移的概率同样很小，使得单次作用中能量转移的涨落增加，产生的次级能量，即损失在探测器内部的能量 E 分布要大于泊松或高斯分布。由于探测系统各种统计涨落的影响，实验测量的能损分布一般都比朗道分布给出的结果要宽。带电粒子在气体介质中各种电离过程的统计性特征，是形成气体探测器固有能量分辨率的主要原因。

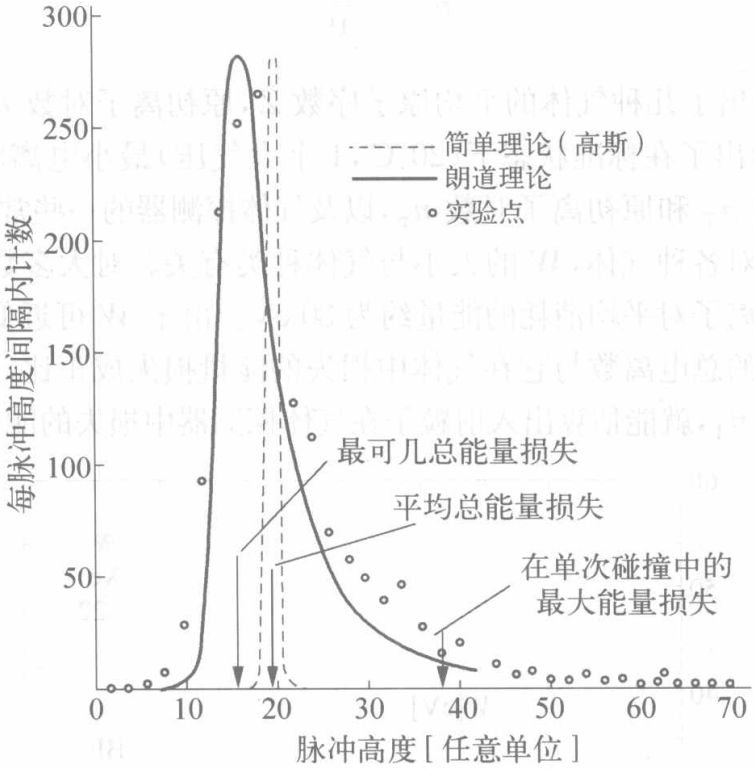


图 4.1.3　$Ar+CO_2$ 混合气体中，能量损失的实验值和理论计算值的比较（计算值包括高斯分布和朗道分布两种情况[2]）

4.1.2　产生电子-离子对的能量

伴随着入射带电粒子的能量损失过程，在它的路径上将不断产生电子-离子对。实验上给出带电粒子在气体介质中的电离损失的主要物理参数是平均电离能和离子对数。通常把入射粒子与气体原子初次作用产生的电子-离子对数目称为原初电离 n_p。原初电子的能量分布可以从某个能量值到最大能量值，那些具有较大能量并能够引起次级电离的电子也称为次级电子（或 δ 电子）。次级电子进一步使气体电离产生次级电子-离子对。原初电离数目和次级电离数目之和称为总电离 n_T。

当所有次级电子被慢化到能量低于气体的电离电位 I_0 后，电离粒子数就不再增加，从而达到平衡。从实验上观测，入射粒子的能量在气体探测器中的能量损失可分为三部分：一部分用于产生电离离子对，另一部分用于使气体原子激发，再有一部分转化为气体原子和离子对的动能。因此，产生一对电离粒子所需要的平均能量 W 比电离电位 I_0 要大。虽然习惯上称 W 为平均电离能，但并不是指电离的平均能量。当粒子在探测器中损失的能量为 ΔE 时，产生的电离离子对数 n_T 为

$$n_T = \frac{\Delta E}{W} \tag{4.1.1}$$

图 4.1.4 给出了几种气体的平均原子序数 $\bar{Z}$，原初离子对数 n_p 和平均电离能 W。表 4.1.1 给出了在标准状态下(20 ℃，1 个大气压)最小电离粒子在部分气体中的总离子对数 n_T 和原初离子对数 n_p，以及气体探测器的一些常用气体的特征参数。由数据可见对各种气体，W 的大小与气体种类有关。对大多数惰性气体，带电粒子每产生一对离子对平均消耗的能量约为 30 eV。由于 W 可近似为常数，入射粒子在气体中产生的总电离数与它在气体中损失的能量损失成正比，因此只要实验能够测定总电离数 n_T，就能估算出入射粒子在气体探测器中损失的能量 ΔE。

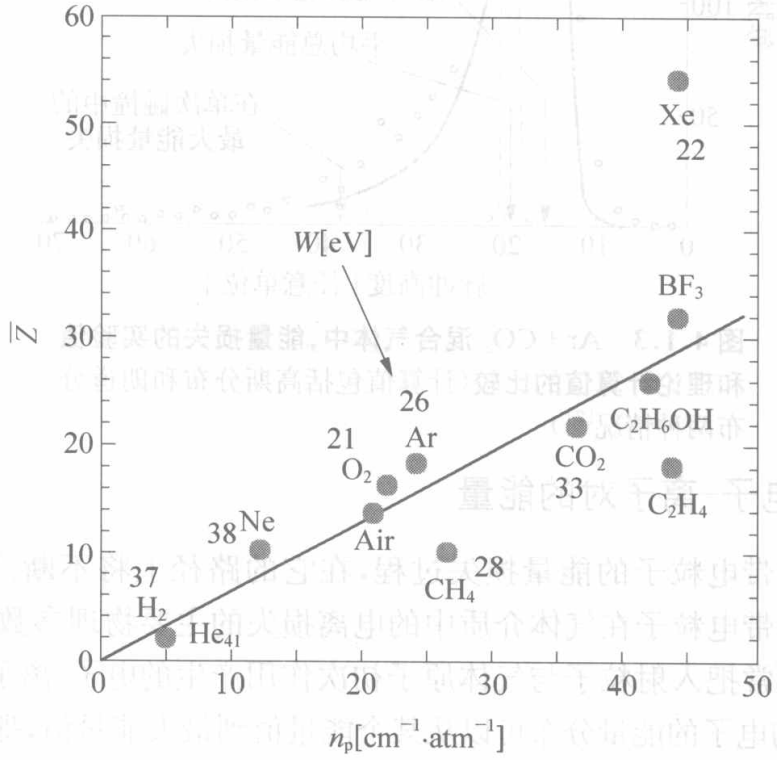


图 4.1.4　各种气体的平均原子序数，原初电离离子对数和平均电离能[3]

表 4.1.1　气体探测器一些常用气体的特征参数[1,2]

气体	Z①	A	ρ[$\times 10^{-4}$ g/cm^3]	I_0 [eV]	W [eV]	$(dE/dx)_{min}$ [MeV·cm^2/g]	$(dE/dx)_{min}$ [keV/cm]	n_T [cm^{-1}]	n_p [cm^{-1}]
H_2	2	2	0.84	15.4	37	4.03	0.34	9.2	5.2
He	2	4	1.66	24.6	41	1.94	0.32	7.8	4.8
N_2	14	28	11.7	15.5	35	1.68	1.96	56	10
O_2	16	32	13.3	12.2	31	1.69	2.26	73	22
Ne	10	20	8.39	21.6	36	1.68	1.41	39	12
Ar	18	40	17.8	15.8	26	1.47	2.44	94	24.3
Kr	36	84	34.9	14.0	24	1.32	4.60	192	22
Xe	54	131	54.9	12.1	22	1.23	6.76	307	44
CO_2	22	44	18.6	13.7	33	1.62	3.01	91	35.5
CH_4	10	16	6.70	13.1	28	2.21	1.48	53	26.5
C_4H_{10}	34	58	24.2	10.8	23	1.86	4.50	195	84

① 多原子分子的 Z 和 A 分别表示组分的总电子数和总质量数。

如上面指出的，由于带电粒子的电离过程是一种与大量原子作用的统计过程，每次碰撞过程它所损失的能量不完全相同，因而同样能量的粒子碰撞的次数也就不完全相同，造成产生的离子对数有一定的起伏，实验上测量的 n_T 值只是统计平均值。如果仅仅考虑电离过程产生的较小离子对数目的统计涨落，假设每个电离过程是独立事件，则电子在路程 L 产生的离子对数可以用泊松分布描述

$$P(L/\lambda) = \frac{(L/\lambda)^k}{k!}\exp(-L/\lambda) \tag{4.1.2}$$

公式中，平均碰撞自由程 $\lambda = 1/(\rho_e\sigma)$，$\rho_e$ 为电子密度，σ 为碰撞截面。因此对气体探测器而言，即使电子的收集效率达到 100%，由于入射粒子与气体原子相互作用的次数(平均为 $n = L/\lambda$)相对较小和统计性涨落，限制了气体探测器的本征探测效率，即探测效率 ε_d 的上限为

$$\varepsilon_d = 1 - p(0) = 1 - \exp(-n) \tag{4.1.3}$$

实际上电离过程中每次产生的电子(或离子)之间并不是独立的，离子对数 N 的统计性并不完全遵从泊松分布，比泊松理论算出的统计误差要小，需要乘上一个修正因子 F，通常称为法诺因子(详见第 2 章)，即

$$\sigma_N^2 = \overline{(N-\overline{N})^2} = F\overline{N} \tag{4.1.4}$$

实验上给出各种气体的法诺因子精确测量值[4]。需要指出，惰性气体中混入少量多原子气体不仅减小了 W 值，而且由于增加了电离粒子数目，因而也能减小法诺因子的值。

气体探测器的工作气体一般采用两种(或三种)气体的混合气体。计算混合气体的平均电离能损可采用以下公式[5]

$$W_{ij}^{-1} = W_i^{-1}\frac{Z_i'P_i}{Z_i'P_i + Z_j'P_j} + W_j^{-1}\frac{Z_j'P_j}{Z_i'P_i + Z_j'P_j} \tag{4.1.5}$$

其中，Z_i，P_i，Z_i'和Z_j，P_j，Z_j'分别为 i 和 j 种气体的平均电离能、分气压和有效原子序数。混合气体条件下的离子对数，也可以用加权求和规则进行估算。

4.1.3 电子和离子在气体中的运动[6, 7]

入射带电粒子在气体中所产生的电子和正离子具有一定的动能，它们与处于热运动状态的气体分子和原子不断碰撞，其结果使得电子和正离子可能发生三种形式的运动：① 扩散，即电子和正离子从密度大的区域向密度小的区域扩散；② 电子俘获，即电子被中性气体分子俘获，形成负离子；③ 复合，即电子和正离子复合形成中性分子。当探测器外加电压并在探测器内部形成电场，其结果不但要影响上述三种运动，还要引起一种新的运动，即电子和正离子沿外电场方向分别向正、负电极做漂移运动，气体探测器的作用就是收集入射粒子在气体中产生的总的离子数，进而给出粒子的电信号。很明显，漂移运动是我们所希望的，而前三种运动对收集离子数是不利的，并且造成能量测量的误差，因此要尽量减少它们的影响。

一、扩散运动

扩散运动导致电离产生的电子-离子对与气体原子或分子多次碰撞而丢失能量，并最终达到热平衡分布，在室温下其平均能量(动能)$\bar{\varepsilon}$ 为

$$\bar{\varepsilon} = \frac{3}{2}kT \sim 0.04\ \text{eV} \tag{4.1.6}$$

其中 k 为玻耳兹曼常数，T 为温度(单位：K)。ε 服从麦克斯韦-玻耳兹曼能量分布

$$F(\varepsilon) = \text{const} \cdot \sqrt{\varepsilon} \cdot \mathrm{e}^{-\varepsilon/kT} \tag{4.1.7}$$

通过多次碰撞，在某点产生的电子或离子将向外扩散，扩散过程遵循高斯分布

$$\frac{\mathrm{d}N}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}}\exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right)\mathrm{d}x \tag{4.1.8}$$

式中$\frac{\mathrm{d}N}{N}$代表经过时间 t 后在距离为 x 的 $\mathrm{d}x$ 单元处找到电子或离子的概率，D 为扩散系数。由于粒子热运动的平均速度 $u_e = \sqrt{3kT/m}$，扩散系数随温度上升而增加，而随粒子质量增加而减少。对于线扩散和体扩散，其高斯分布的标准方差

(均方根差)分别为

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} \tag{4.1.9}$$

$$\sigma_{\text{vol}} = \sqrt{3}\sigma_x = \sqrt{6Dt}$$

在扩散过程中平均自由程 λ 为

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma(\varepsilon)} \tag{4.1.10}$$

$\sigma(\varepsilon)$是与能量有关的碰撞截面，$n = \dfrac{N_A}{A}\rho$ 是单位体积的气体分子数。对于惰性气体，在标准气压和温度下，$n = 2.69 \times 10^{19}/\text{cm}^3$。

与离子相比，电子的平均自由程 λ_e 要大很多。这可以由一个简单的模型来说明。将气体分子、离子和电子看作经典运动学中的球体，考虑任意两个球体的碰撞，其半径分别为 r_1 和 r_2，运动速度为 $\boldsymbol{v}_1$ 和 $\boldsymbol{v}_2$，其相对速度为 $\boldsymbol{v}_1 - \boldsymbol{v}_2$，则两次碰撞间的平均时间

$$\langle t \rangle = \frac{1}{\pi(r_1 + r_2)^2 n} \frac{1}{\langle | \boldsymbol{v}_1 - \boldsymbol{v}_2 | \rangle} \tag{4.1.11}$$

取第一个球体为待考察的电子或离子，第二个球体为气体分子，则平均自由程为

$$\lambda_1 = v_1 \langle t \rangle \tag{4.1.12}$$

由于离子和气体分子相似，可以认为 $r_1 = r_2$，$v_1 = v_2$（但方向是随机分布的），则有

$$\lambda_{\text{ion}} = \frac{1}{n\pi r_2^2 4\sqrt{2}} \tag{4.1.13}$$

而对于电子，近似有 $r_1 \ll r_2$ 和 $v_1 \gg v_2$，于是

$$\lambda_e = \frac{1}{n\pi r_2^2} \tag{4.1.14}$$

两式相比，可得电子和离子平均自由程之间的联系

$$\lambda_e = 4\sqrt{2}\lambda_{\text{ion}} = 5.66\lambda_{\text{ion}} \tag{4.1.15}$$

该公式对大多数气体都近似成立。

二、吸附效应

吸附效应指原初电离产生的电子和离子可能在被探测到之前复合成中性粒子，正电荷密度 n^+ 随时间的关系可以表示为

$$-\frac{\mathrm{d}n^+}{\mathrm{d}t} = \alpha n^+ n^- \tag{4.1.16}$$

式中 n^- 为负电荷密度，α 为复合系数。

通常多原子气体分子可以俘获低能量(～eV)的电子，产生吸附效应。对惰性气体而言，碰撞时发生此种反应的概率相当低，但对于负电性气体，情况则有所不同。表 4.1.2 列出了在没有外场的作用下，一些气体的吸附概率 p_a。发生一次电子俘获需要的平均时间 t_a 可由下式给出

$$t_a = \frac{1}{p_a n_s} \tag{4.1.17}$$

其中 n_s 为每秒碰撞次数，可以由电子的热运动速度和平均自由程算出。

如果存在外加电场，则电子的能量 ε 增加，概率 p_a 随电子能量的变化如图 4.1.5所示。负电性杂质可以极大地影响气体的吸附效应。

表 4.1.2　几种气体的电子吸附概率 p_a，每秒碰撞次数 n_s 和平均吸附时间 t_a
(气体处于标准气压和温度下，无外加电场)

气　体	p_a	$n_s[s^{-1}]$	t_a[ns]
CO_2	6.2×10^{-9}	2.2×10^{11}	7.1×10^{5}
O_2	2.5×10^{-5}	2.1×10^{11}	190
H_2O	2.5×10^{-5}	2.8×10^{11}	140
Cl_2	4.8×10^{-4}	4.5×10^{11}	5.0

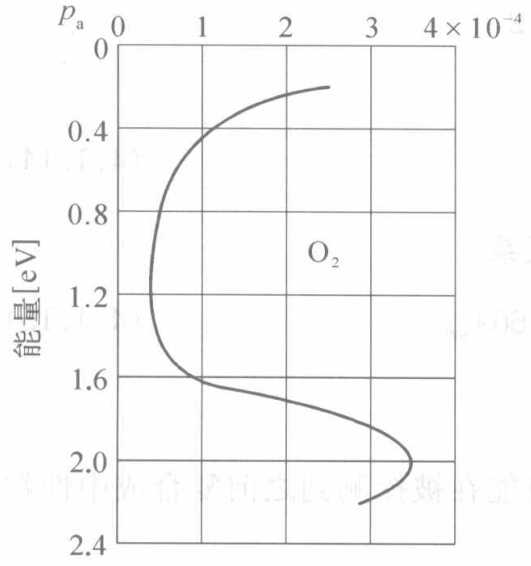


图 4.1.5　不同能量的电子在氧气中的吸附概率

三、漂移运动

漂移运动指在外加电场作用下，电子或离子沿电场方向的定向运动。简单设想 $t = 0$ 时刻电子从坐标原点出发，做直线运动，直到在半径为电子自由程 λ_e 的球面上发生第一次碰撞。如果存在外加电场，除了随机性的扩散外，电子或离子还将沿电场方向定向漂移，两种运动是独立的。其漂移速度由下式定义

$$\boldsymbol{v}_D = \mu(E) \cdot \boldsymbol{E} \cdot \frac{p_0}{p} \tag{4.1.18}$$

其中 $\mu(E)$ 与能量有关，称为带电载流子的迁移率，$\boldsymbol{E}$ 为外电场强度，p/p_0 是以标准气压为单位的气压。以上讨论的扩散和漂移过程中，要求电子和离子没有复合，或者没有与气

体中的原子或分子发生吸附。

如果在 z 方向加上外电场 $E = E_z$，则电子将被加速而做抛物线运动，加速度为 $a = a_z = eE/m_e$。考察此时电子运动轨迹与球面的交点，与没有外电场时相比移动了 $\frac{1}{2}at^2\sin\theta$（沿球面），$\theta$ 是电子在起始时的运动方向与 z 方向的夹角，此位移的 z 向分量为

$$\delta z = \frac{1}{2}\frac{eE}{m_e}t^2\sin^2\theta \tag{4.1.19}$$

在 4π 立体角内求平均，可得平均位移为

$$\langle \delta z \rangle = \frac{1}{3}\frac{eE}{m_e}\langle t^2 \rangle \tag{4.1.20}$$

假设电子碰撞截面和平均自由程 λ_e 不随电子速度大小（u）变化，电子两次碰撞间的平均时间可以近似为

$$\langle t^2 \rangle \approx \frac{2\lambda_e^2}{u^2} \tag{4.1.21}$$

则可导出漂移速度

$$v_D = \frac{\langle \delta z \rangle}{\langle t \rangle} = \frac{2}{3}\frac{eE}{m_e}\frac{\lambda_e}{u} \tag{4.1.22}$$

这个表达式定性地符合实验测量结果，精确的计算公式应为

$$\boldsymbol{v}_D = \frac{e\boldsymbol{E}}{m_e}\left(\frac{2}{3}\left\langle\frac{\lambda_e}{u}\right\rangle + \frac{1}{3}\left\langle\frac{\mathrm{d}\lambda_e}{\mathrm{d}u}\right\rangle\right) \tag{4.1.23}$$

表 4.1.3 列出了离子在几种气体中的平均自由程、扩散系数和迁移率。而对于电子，这些参数受电子能量的影响很大，因而也和外加的电场强度有关。一般而言，电子的迁移率比离子高三个量级。

表 4.1.3　标准气压和温度下，离子在几种气体中平均自由程 λ_{ion}、扩散系数 D_{ion}、迁移率 μ_{ion} 和分子热运动速度 u

气体种类	u[cm/s]	λ_{ion}[cm]	D_{ion}[cm²/s]	$\mu_{ion}\left[\frac{\text{cm/s}}{\text{V/cm}}\right]$
H_2	1.8×10^5	1.8×10^{-5}	0.34	13.0
He	1.3×10^5	2.8×10^{-5}	0.26	10.2
Ar	0.41×10^5	1.0×10^{-5}	0.04	1.7
O_2	0.46×10^5	1.0×10^{-5}	0.06	2.2
H_2O	0.61×10^5	1.0×10^{-5}	0.02	0.7

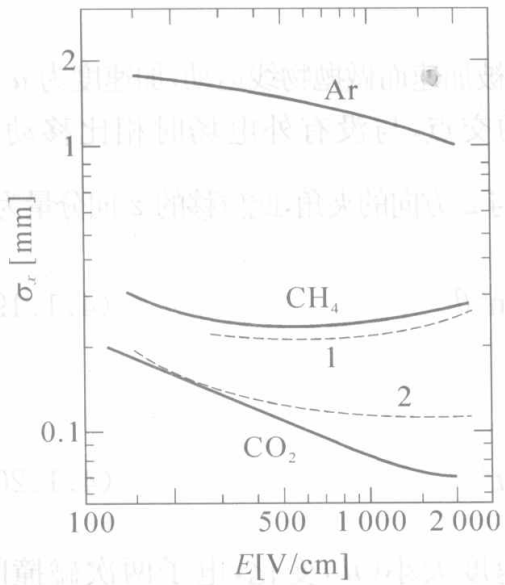


图 4.1.6　几种气体中，电子漂移 1 cm 后的扩散随外电场强度的变化
其中 1、2 分别代表在 75% 氩气 + 25% 异丁烷和纯异丁烷中的理论计算值

图 4.1.6 显示的是电子在不同强度的外电场中漂移 1 cm 的距离后，在一维方向上扩散的均方根差 σ_x。可见扩散宽度 σ_x 随外电场场强不同有明显的变化，不同气体的扩散程度可以相差很大。例如，对于漂移室中常用的混合气体（75% 氩气 + 25% 异丁烷），$\sigma_x \approx 200\ \mu m$，这就限制了漂移室所能达到的空间分辨精度。原则上，平行于和垂直于外电场方向的扩散是有所区分的，影响漂移室空间分辨率的主要是沿着外电场方向的纵向扩散系数。

简单的估算电子漂移速度可以用如下表达式

$$\boldsymbol{v}_D = \frac{e}{m}\boldsymbol{E}\tau \qquad (4.1.24)$$

其中 $\boldsymbol{E}$ 为外电场强度，τ 为两次碰撞间的时间。τ 依赖于电子碰撞截面，是电子能量 ε 和外场 $\boldsymbol{E}$ 的函数。电子碰撞截面视其能量不同变化很大，如图 4.1.7 所示。可以看出，随着电子能量的改变，碰撞截面经历了一个最小值和最大值，这被称为 Ramsauer 效应。此现象是电子波长 $\lambda = h/p$（h 为普朗克常数，p 为电子动量）和气体分子尺度相当时，由干涉效应引起的。此外，电子能量和外电场强度显然是相关的。图 4.1.8 显示了氩气中电子漂移速度随外电场的变化。图中还可以看出，气体成分的细微变化可以引起漂移速度的很大改变。

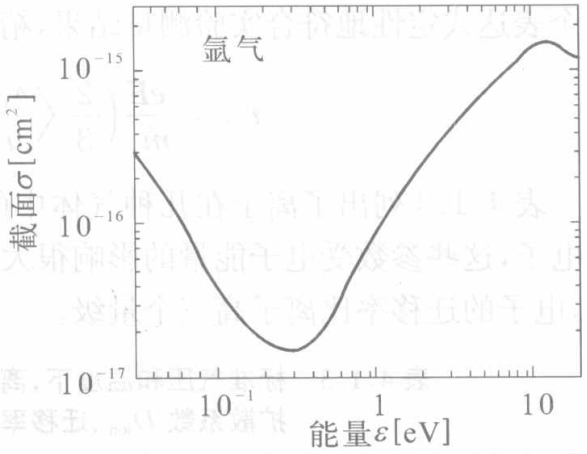


图 4.1.7　不同能量的电子在氩气中的碰撞截面

由于电子吸附效应，加入少量负电性气体（如氧气）可以显著改变气体漂移特性。在氩气中加入 1% 的氧气，当外场 $E = 1\ kV/cm$ 时，电子吸附的平均自由程约为 5 cm。负电性气体使收集的电荷降低，如果气体的负电性太强（如氯气），甚至可以使气体探测器无法工作。

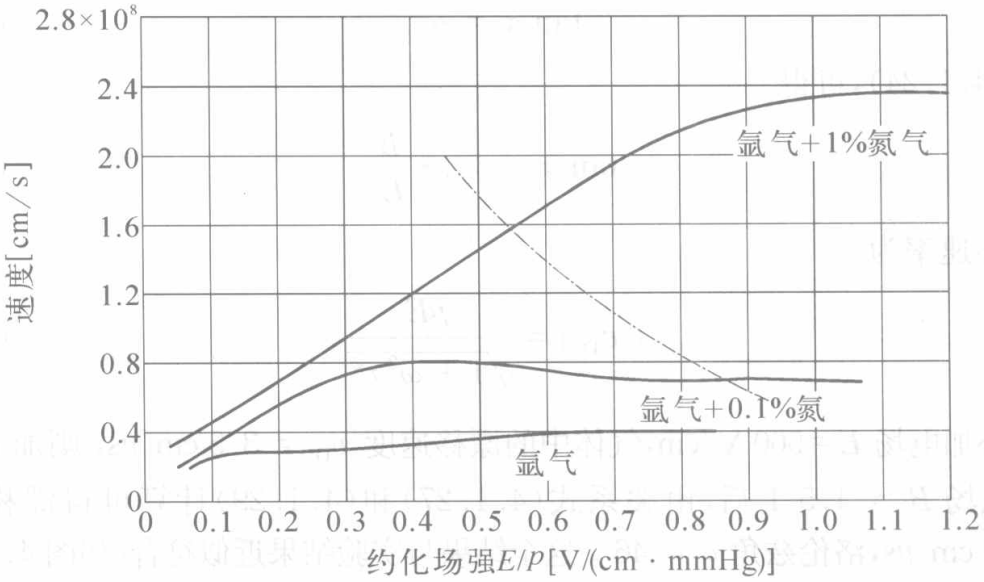


图 4.1.8　氩气中电子漂移速度随电场的变化
（氩气中的杂质对漂移速度有显著影响）

在液态气体中，由于密度高，杂质气体的影响更大。在液态惰性气体室中，氧气的比例必须控制在 1 ppm(10^{-6})量级。某些液体如四甲基硅烷(TMS)，甚至要求负电性杂质含量低于 1 ppb(10^{-9})。

如果还存在外磁场 $\boldsymbol{B}$，电子的漂移速度和漂移特性将大不相同。电子不仅受到电场力的作用，还受到洛伦兹力的影响，形成圆周或螺旋线运动，其运动方程为

$$m\ddot{\boldsymbol{x}} = q\boldsymbol{E} + q \cdot \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B} + m\boldsymbol{A}(t) \tag{4.1.25}$$

式中 $m\boldsymbol{A}(t)$是一个依赖于时间 t 的随机作用力，它等效于气体分子热运动对电子在电场和磁场中运动的影响。假设 $m\boldsymbol{A}(t)$在一段时间内的平均效果可以看作一个与运动速度成正比的摩擦力 $-m\boldsymbol{v}/\tau$（τ 为两次碰撞间的平均时间），并且在恒定外场中漂移速度最终达到一个稳定值(即 $\dot{\boldsymbol{v}}_D = 0$)，就可以由式(4.1.25)解出漂移速度

$$\boldsymbol{v}_D = \frac{\mu}{1 + \omega^2\tau^2}\left[\boldsymbol{E} + \frac{\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}}{\boldsymbol{B}}\omega\tau + \frac{(\boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{B})\boldsymbol{B}}{B^2}\omega^2\tau^2\right] \tag{4.1.26}$$

其中 $\mu = e \cdot \tau/m$ 是带电载流子的迁移率，而 $\omega = e \cdot B/m$ 是回旋频率(由 $mr\omega^2 = evB$ 得到)。

可以看出，在外加电场和磁场的作用下，漂移速度在 $\boldsymbol{E}$、$\boldsymbol{B}$ 和 $\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}$ 三个方向上都有分量。如果 $\boldsymbol{E} \perp \boldsymbol{B}$，漂移速度将沿着与电场夹角为 α(称为洛伦兹角)的直线方向

$$\tan\alpha = \omega\tau \tag{4.1.27}$$

联合式(4.1.24),可得

$$\tan\alpha = v_D \cdot \frac{B}{E} \tag{4.1.28}$$

其中漂移速率为

$$|\boldsymbol{v}_D| = \frac{\mu E}{\sqrt{1+\omega^2\tau^2}} \tag{4.1.29}$$

若外加电场 $E=500$ V/cm,气体中的漂移速度 $v_D = 3.5$ cm/μs,则加上与电场垂直的磁场 $B = 1.5$ T 后,由关系式(4.1.27)和(4.1.29)计算可得漂移速度为 $v_D = 2.4$ cm/μs,洛伦兹角 $\alpha = 46^\circ$。这个结果与实验结果近似符合(如图 4.1.9)。

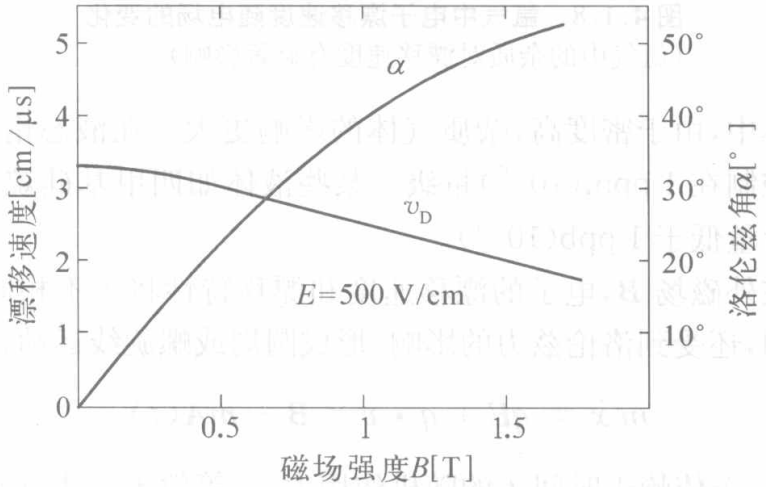


图 4.1.9 电场中电子漂移速度v_D和洛伦兹角 α 随外加磁场强度的变化

混合气体是 67.2%氩气+30.3%异丁烷+2.5%二甲氧基甲烷

磁场不仅影响电子漂移,对扩散过程也有类似作用。在垂直于磁场的方向上,扩散系数将减小。如果磁场沿直角坐标系 z 方向,$B = B_z$,则在三个坐标轴方向上,扩散系数分别为

$$\left.\begin{aligned} D_z &= D \\ D_x &= D_y = \frac{D}{1+\omega^2\tau^2} \end{aligned}\right\} \tag{4.1.30}$$

在合适的电场和磁场分布情况下,扩散系数的减小有助于提高气体探测器的空间分辨率。

4.1.4　电荷收集过程和工作模式

设带电粒子在探测器的灵敏空间内形成 N_0 个离子对，探测器的工作电压为 V，在电场力的作用下，电子和离子分别向正负电极漂移而被电极收集。收集的电离离子对数与外电压的关系，如图 4.1.10 所示，共分为五个区域。

当外加电压很小时，离子的漂移速度很小，电子的吸附、扩散和复合效应将起主要作用，使得电子和正离子数目减少，因而电极上收集到的离子对数目小于 N_0，称为复合区（区域Ⅰ）。

当电压增大，离子的漂移速度增大，发生复合和扩散的概率变小，被收集到的电荷数逐渐增加，当电压达到某一定值 V_a 时，基本上不存在复合。这时电离离子数 N_0 全部被收集，达到饱和。继续增加电压至 V_b，收集的离子对数不再增加，这段范围（区域Ⅱ）称为饱和区。在复合区，收集到的只是部分电荷，探测器输出信号幅度很小，因此复合区是不适宜作为气体探测器的工作区。饱和区收集的电荷已经达到饱和值（即电荷 $Q = N_0 e$），并且不随电压变化，但与入射粒子种类和能量有关。测定 N_0 值就可判断入射粒子的能量。因而饱和区可以用作为探测器的工作区，电离室就是工作在饱和区。

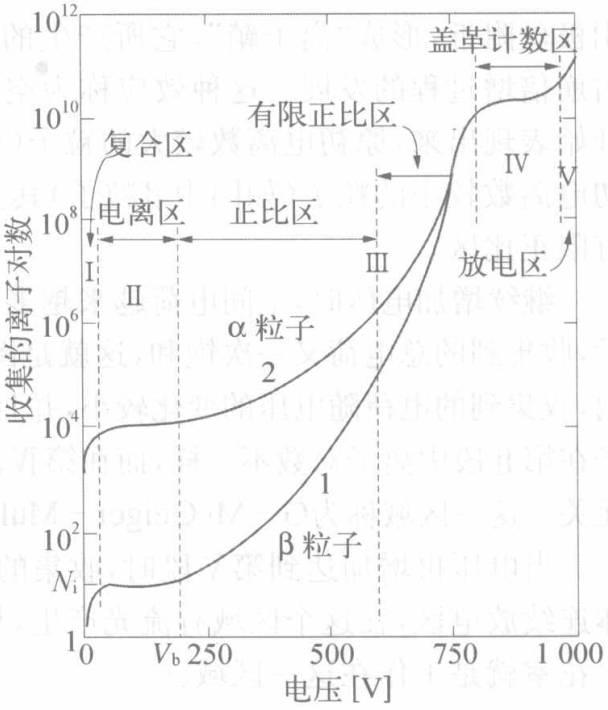


图 4.1.10　收集的离子对数与外加电压的关系

当电压继续增加，大于 V_b 后，被收集到的离子对数 N 大于原初的离子对数 N_0，并随着电压增加而迅速增加。当电压很高时，N 甚至比 N_0 大几个数量级。出现 $N > N_0$ 的现象是由于电场很大时，电子在电场力的加速作用下获得足够大的动能，能使气体原子发生次级电离，次级电子在漂移过程中又可能获得加速到足以再产生次级电离，如此不断地继续下去，使得收集到的电荷数 N 比原初电离数 N_0 大很多。这种现象称为雪崩倍增。通常定义雪崩倍增因子（也称为气体探测器的气体放大倍数）为：$M = N/N_0$。由于电子漂移速度比正离子大三个数量级，所有的电子分布在液滴形状的头部，正离子在液滴的尾部，越往后正离子数量越小，液滴的横向尺寸越小。由于电场越大所产生的次级离子对数就越多，因此 M 值随电

压增加而增大。当气体探测器的外加电压一定时，M 是定值，电极上收集电荷数 N 正比于 N_0。也就是说和饱和区一样，正比于入射粒子在探测器中的能量损失，只是输出信号幅度大 M 倍，因此区域Ⅲ称为正比区。正比计数器、多丝正比室和漂移室等就是工作在这一区域。

次级电子-正离子对的增加并不是没有止境的，当电场强度增加到一定程度时，倍增产生的大量正离子由于漂移速度比电子漂移速度小三个数量级，滞留在阳极丝附近，形成“离子鞘”，它所产生的电场抵消了局部外加电场，因而限制了雪崩倍增过程的发展。这种效应称为空间电荷效应，这个效应在区域Ⅲ后半段开始表现出来，原初电离数较大的粒子（如图中 α 粒子）其空间电荷效应较强，原初电离数较小的粒子（如图中 β 粒子）其空间电荷效应较弱。区域Ⅲ后半段称为有限正比区。

继续增加电压时，空间电荷越来越多，空间电荷效应越来越强，达到某个电压后，收集到的总电荷又一次饱和，这就是图 4.1.10 上第Ⅳ段情况。在这一段范围内，收集到的电荷随电压的变化较小，并且与原初电离数 N_0 无关。图中 α 和 β 粒子在第Ⅱ段中离子对数不一样，而在第Ⅳ段，N 达到饱和，与入射粒子种类和能量无关。这一区域称为G－M(Geiger－Mulier)区。

当电压再增加达到第Ⅴ段时，收集的离子对数再次急剧增加，这就是所谓气体连续放电区，在这个区域有流光产生，早期研发的许多气体探测器如流光室和火花室就是工作在这一区域。

由此可见，各种气体探测器尽管都是利用气体的电离效应探测带电粒子，但是它们的工作模式还是有差别的。一般可分为：饱和模式、正比模式、G－M 工作模式和流光放电模式。工作在不同模式下的气体探测器、它们的结构、工作气体、电场分布不同，其作用机制也不同，因而输出的脉冲信号以及其他性质也有较大的差别。下面分别通过三种基本的气体探测器进一步阐明气体探测器的工作原理。

4.2 三种基本的气体探测器

一个气体探测器单元的构成主要包括三个部分：① 合适的工作气体，能够通过直接或间接的电磁相互作用产生电子-离子对；② 合适的内部电场结构，能够以

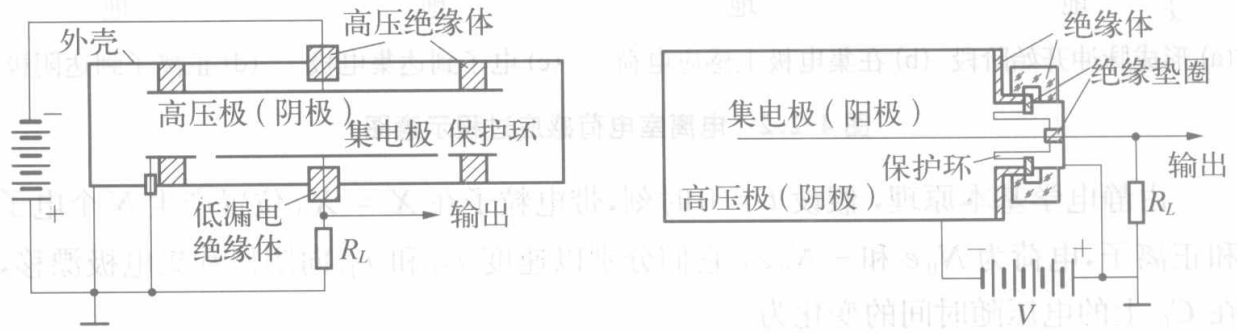
一定的路径收集(或放大)电子;③ 合适的信号输出电路,能够把收集的电子和离子转换为电流(或者电压)信号。电离室、正比计数管、G－M 计数管是最早研制的三种类型的气体探测器,其结构和工作原理是其后发展的各种气体探测器的基础,因此我们可以称它们为三种基本的气体探测器。

4.2.1　电离室

一、电离室的结构

电离室就是工作在饱和区的气体探测器。在电离室工作区,既不存在正负离子复合,也没有气体放大,入射粒子电离所产生的全部电子和正离子都被收集到正负电极。饱和区的电压范围是较宽的,在这范围内,电压若有变动,收集到的电荷却仍然保持不变,即不影响电离室工作。对不同结构或充不同气体的电离室,其电离室的工作电压不同。

电离室的外形结构大致有两种,一种是平板电离室,一种是圆柱型电离室。图 4.2.1 就是这两种电离室的结构示意图。电离室的主要部分是两个电极,电极之间是电离室的有效灵敏区,一般情况下,集电极(阳极,高电位)与负载电阻 R_L 相连,另一电极(阴极),连接低电位,以保证电子的收集。平板电离室的电极通常是表面光洁度很高的金属板,为了减少电场的边缘效应,要求两个电极板之间的距离远小于它们的几何尺寸。圆柱型电离室的集电极采用很细的金属丝,外电极和壳体用不锈钢、铝等材料。工作气体一般采用惰性气体加少量多原子分子气体。保护环的基本作用是分流漏电流,减少流经集电极的漏电流。在没有保护环时,流过负载电阻的总电流就等于流过电离室的电离电流加上流过绝缘体的漏电流。如果加上保护环,高压阴极和保护环之间的漏电流直接流入地,而不经过集电极和负载电阻。由于保护环和集电极之间电位基本上相等,所以它们之间的漏电流是很微



(a) 平板电离室　　(b) 圆柱型电离室

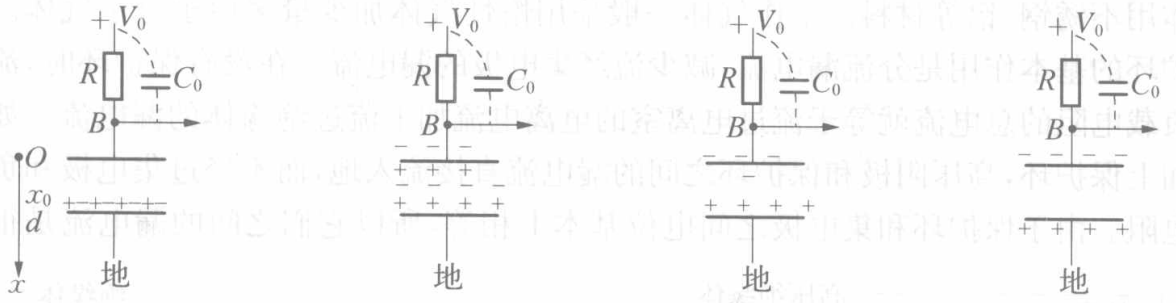
图 4.2.1　两种电离室结构示意图

小的，可以使通过集电极的漏电流减少到 $10^{-15}\sim10^{-16}$ A。

从工作性质上来讲，电离室可以分为脉冲电离室和电流电离室两类。脉冲电离室是记录单个粒子的电离室，每一个入射粒子产生的总电离效应将产生一个输出脉冲，因此它既能记录粒子的数目，又能测量粒子的能量。电流电离室则是记录大量入射粒子所引起的总电离的平均电流，主要用于测量粒子强度、剂量等。

二、脉冲电离室输出的脉冲信号

首先讨论电离室的电压脉冲输出特性。以平板电离室为例，将阴极接地，集电极通过电阻 R 与正高压 V_0 相接，集电极对地的电容为 C_0（包括探测器电容和分布电容），信号输出点 B 的电位是 V_0。当带电粒子在电离室中产生初始电子和正离子时，由于电子和正离子在电极上感应的电荷符号相反，因而互相抵消，B 点电位无变化，如图 4.2.2(a)所示。之后，在电场作用下，电子向集电极，正离子向阴极漂移，电子在集电极上感应的正电荷超过正离子感应的负电荷，因而在集电极内面将造成正电荷，外面则有相同数目的负电荷，它在 C_0 上积累，从而形成负脉冲电压。电子愈靠近集电极，感应的正电荷 $Q(t)$ 越多（见图(b)）。当电子到达集电极时，与其感应的正电荷中和，这时集电极内侧还存在部分正离子感应的负电荷（见图(c)）。当正离子逐渐移动，到达阴极时，被其感应的负电荷逐渐释放，因而在 C_0 上堆集的负电荷继续增加，并达到最大值（见图(d)）。上述图像，类似于电容充电过程中，并假设在 C_0 上感应电荷没有放掉（即 R 值很大，$RC_0 \to \infty$ ）。



(a) 形成脉冲开始阶段　(b) 在集电极上感应电荷　(c) 电子到达集电极　(d) 正离子到达阴极

图 4.2.2　电离室电荷感应过程示意图

由静电学基本原理，假设 $t=0$ 时刻，带电粒子在 $X=X_0$ 位置产生 N 个电子和正离子，电荷为 N_0e 和 $-N_0e$，它们分别以速度 v_D^+ 和 v_D^- 向阴极和集电极漂移，在 C_0 上的电压随时间的变化为

$$\frac{\mathrm{d}V(t)}{\mathrm{d}t}=\frac{N_0e}{C_0V_0}(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{v}_D^+-\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{v}_D^-) \tag{4.2.1}$$

这里 V_0 是集电极电位。由于平板电离室的两极间距 d 远小于电极板的面积，电场强度是均匀的，即

$$E(x) = \frac{V_0}{d} \tag{4.2.2}$$

在 x 处的电位为

$$U(x) = \int_x^d E(x)\mathrm{d}x = \frac{V_0}{d}(d - x) \tag{4.2.3}$$

因而可以假设电子和离子在漂移过程中速度不变。将式(4.2.1)对电子和离子的收集时间积分可得到

$$\begin{cases} v(t) = -\dfrac{N_0 e}{C_0}\dfrac{(v_{\mathrm{D}}^{+} + v_{\mathrm{D}}^{-})}{d}, & \text{当 } t < \dfrac{x_0}{v_{\mathrm{D}}^{-}} \\ v(t) = -\dfrac{N_0 e}{C_0}\dfrac{(x_0 + v_{\mathrm{D}}^{+} t)}{d}, & \text{当} \dfrac{x_0}{v_{\mathrm{D}}^{-}} \leqslant t \leqslant \dfrac{d - x_0}{v_{\mathrm{D}}^{+}} \\ v(t) = -\dfrac{N_0 e}{C_0}, & \text{当 } t = \dfrac{d - x_0}{v_{\mathrm{D}}^{+}} \end{cases} \tag{4.2.4}$$

式中第一项来自电子和正离子共同的贡献，由于电子的漂移速度远远大于离子的漂移速度，故主要是电子的贡献；第二项是电子漂移到达集电极后，电子电荷保持不变，电压的增加由正离子漂移贡献；第三项是正离子漂移到达阴极后，电子离子全部收集，电压达到饱和。

对于圆柱型电离室(如图 4.2.3)，设它的中心集电极半径为 a，接正高压 $+V_0$，阴极半径为 b 接地。如果带电粒子在离中心距离 x_0 处产生 N_0 个电子-正离子对，在 x 处的电场强度为

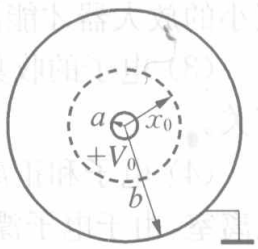


图 4.2.3　圆柱型电离室

$$E(x) = \frac{V_0}{x\ln\dfrac{b}{a}} \tag{4.2.5}$$

因而

$$U(x) = \int_x^b E(x)\mathrm{d}x = \frac{V_0}{\ln\dfrac{b}{a}}\int_x^b \frac{\mathrm{d}x}{x} = V_0\frac{\ln\dfrac{b}{x}}{\ln\dfrac{b}{a}} \tag{4.2.6}$$

由式(4.2.1),对收集时间积分同样可得到

$$\begin{cases} v(t) = -\dfrac{N_0 e}{C_0}\dfrac{\ln\dfrac{x_0}{x^-}}{\ln\dfrac{b}{a}}, & \text{当 } t < T^- \\ v(t) = -\dfrac{N_0 e}{C_0}\dfrac{\ln\dfrac{x^+}{x^-}}{\ln\dfrac{b}{a}}, & \text{当 } T^- \leqslant t \leqslant T^+ \\ v(t) = -\dfrac{N_0 e}{C_0}, & \text{当 } t = T^+ \end{cases} \tag{4.2.7}$$

这里 T^- 是电子漂移到阳极的时间,T^+ 是正离子漂移到阴极的时间。由上述分析和公式可以得到以下一些有用的结论:

(1) 电离室输出脉冲都是由于电子和正离子分别在集电极上感应电荷产生的,它不是在正负粒子到达电极后才产生的,而是在正负粒子一经产生,并分别向两电极漂移之后就开始产生。这也是所有的气体探测器信号产生的特点之一。随着漂移运动的进行,电压脉冲幅度逐步增大,当电子和离子全部被收集时达到最大值。公式中的负号表明,当集电极加正高压时,输出脉冲是负极性的。

(2) 通常电离室的输出脉冲幅度是很小的,一般在毫伏数量级,必须配合噪声很小的放大器才能测量。

(3) 电子的收集时间 T^- 和正离子的收集时间 T^+ 与正负离子产生地点 x_0 有关。

(4) 电子和正离子对输出脉冲的贡献与电离室结构和电离地点有关。对平板电离室,由于电子漂移速度比离子大三个数量级,对脉冲幅度贡献为

$$V^-_{\text{饱和}} = -\frac{N_0 e}{C_0}\cdot\frac{x_0}{d}$$

因此,当电离发生在靠近集电极的地方(即 $x_0 \sim 0$),电子贡献很小,主要贡献来自正离子;当电离发生在靠近阴极的地方(即 $x_0 \sim d$),则正离子贡献很小,主要由电子贡献。

对于圆柱型电离室,情况不一样。电子对输出脉冲的贡献为

$$V^-_{\text{饱和}} = -\frac{N_0 e}{C_0}\ln\frac{x_0}{a}\Big/\ln\frac{b}{a}$$

当 $b/a \gg 1$（而 x_0/b 不太小）时，在 x_0 变化的很大范围内，电压脉冲主要由电子贡献。这是由于圆柱型电离室的电场强度是不均匀的，在中心电极附近电场很强，电子向中心电极运动的速度很快，因此感应的电荷多，电子的贡献是主要的。

两种结构电离室输出的电压脉冲波形分别由公式（4.2.4）和（4.2.7）确定。圆柱型电离室，或者粒子入射靠近阴极的平板电离室，输出脉冲波形（如图4.2.4所示）开始信号幅度下降很快，主要由电子贡献，并且与 x_0 有关。平板型是直线下降，圆柱型是对数下降，然后，缓慢增加达到饱和值。

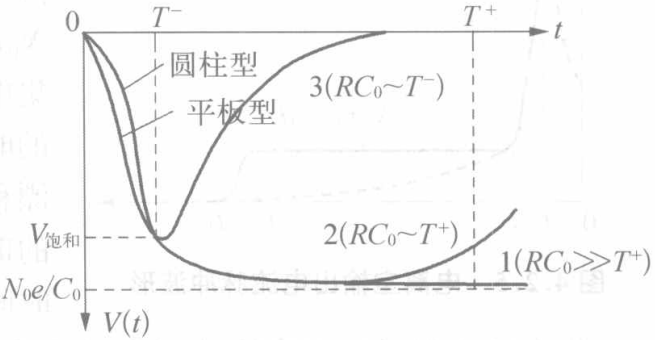


图 4.2.4　电离室输出电压波形

以上讨论，假定了 RC_0 时间常数很大（例如，时间常数 $RC_0 \gg T^+$），收集到的电荷在收集时间内没有通过 R 放掉。当 $T^- < RC_0 < T^+$ 时，C_0 上堆集的电荷将通过 R 放掉，因此，脉冲宽度基本上由 RC_0 决定，输出脉冲幅度将变小，主要由电子漂移贡献。

三、脉冲电离室输出电流波形

仍以平板电离室为例，讨论电离室输出电流脉冲情况。这时集电极不通过 R 而直接与高压 V_0 相接，阴极接地。如上面讨论的一样，设入射粒子在位置 $x = x_0$ 产生 N_0 个电子和正离子，在电场作用下，电子和正离子向两极作漂移运动，于是在集电极内面感应出正电荷，集电极外面的负电荷很快通过外电路流到电源内，形成电离室的电离电流。当电子和正离子到达电极后，与极板上感应的电荷中和，因而外电路中电流也就消失，从而在外电路产生一个电流脉冲讯号。其电流 I 可表示为收集的电荷 Q 随时间的变化，即

$$I(t) = \frac{\mathrm{d}Q(t)}{\mathrm{d}t} \tag{4.2.8}$$

类似于输出电压的计算方法，可以得到电流脉冲形状的表达式

$$\begin{cases} I(t) = -\dfrac{N_0 e}{C_0}\dfrac{(v_{\mathrm{D}}^+ + v_{\mathrm{D}}^-)}{d}, & \text{当 } t < \dfrac{x_0}{v_{\mathrm{D}}^-} \\ I(t) = -\dfrac{N_0 e}{d}v^+, & \text{当} \dfrac{x_0}{v_{\mathrm{D}}^-} \leqslant t \leqslant \dfrac{d - x_0}{v_{\mathrm{D}}^+} \\ I(t) = 0, & \text{当 } t = \dfrac{d - x_0}{v_{\mathrm{D}}^+} \end{cases} \tag{4.2.9}$$

与电压脉冲所得到的结论比较，主要差别在于电流脉冲形状不同，如图 4.2.5 所示。图中，$t = 0$ 表示带电粒子入射时间，也就是电子和正离子开始漂移的时间，电流脉冲一开始就达到最大值 $N_0 e(w^+ + w^-)/d$。t_1 是开始有电子到达集电极的时间，t_2 是全部电子到达集电极的时间，之后电流脉冲就全部由正离子的漂移贡献。t_3 是开始有正离子到达阴极的时间，t_4 是全部正离子到达阴极的时间。

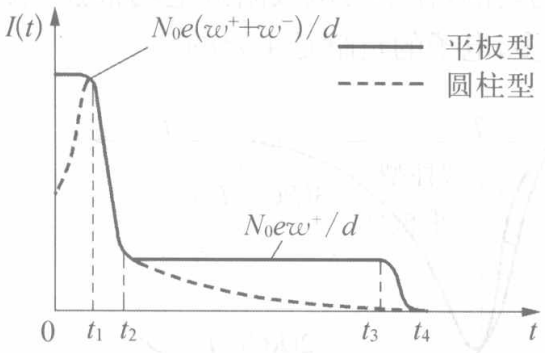


图 4.2.5　电离室输出电流脉冲波形

公式(4.2.9)是理想情况，电子和正离子在 x_0 处产生，它们同时到达集电极或阴极。实际上要考虑输出回路中电容充放电效应，通常选取 $RC_0 \ll T^-$，可以忽略电容影响。由此可见，电流脉冲一开始就达到最大值，最大值的幅度与电离地点无关，只是保持最大值的时间与电离地点有关，这一段时间主要是电子的漂移所贡献，电离越靠近阳极，时间越小。由于 $w^+ \ll w^-$，在 t_2 之后脉冲幅度极小。对于圆柱型电离室，电流脉冲也有类似情况，只是电流脉冲不是一下子达到最大值，而是一个尖脉冲。

四、电离室的应用

由公式(4.2.7)和(4.2.9)可见，一般情况下，用平板电离室的输出脉冲幅度来确定入射粒子能量(即 N_0)是有困难的，因为和原电离地点有关。当电子和正离子全部收集后，电压脉冲幅度才达到饱和值

$$V = \frac{N_0 e}{C_0} = \frac{Ee}{WC_0} \tag{4.2.10}$$

这时才能用来测量入射粒子能量。然而由于正离子漂移速度很慢，收集时间很大，不能用在计数率高的场合，通常每秒最多能测几百个入射粒子，否则脉冲会发生畸变现象。为了克服这一缺点，人们制作了屏栅电离室(平板型)和圆柱型电离室，专门进行电子收集，以提高计数速率，同时输出脉冲幅度又与原电离地点无关，适宜作能量测量。圆柱型电离室前面已叙述。屏栅电离室是在平板集电极和阴极之间增加一个金属网状栅极，在它上面加上一定电压，限制电离过程仅在栅极与阴极之间，则由于栅极屏蔽作用，只有当电子通过栅极后，才能在集电极上产生电压脉冲，最大幅度为 $-N_0 e/C_0$，与电离地点无关。尽管如此，由于脉冲电离室输出脉冲幅度很小，因而对电离室的结构和放大器要求较严。随着半导体探测器的发展，目前它在能量测量中使用得较少，主要用在电离能量损失很大的实验和带电粒子通量

监测，如重离子物理实验、反应堆中子通量监测等。

在实际应用中，脉冲裂变电离室和积分型电流电离室是最常用的两类电离室。脉冲裂变电离室是一种电极表面涂有对中子灵敏的裂变物质的脉冲电离室。处在收集电子的工作状态，允许测量中子的最高计数率可达到 10^5/s。入射中子与裂变物质（例如：对热中子灵敏的 U^{235}，Pu^{239}，对快中子灵敏的 U^{238}，Th^{232}）发生裂变反应，产生核裂片。核裂片是多电荷重离子，它在气体中的电离损失很强，使得电离室的输出信号较大，可以方便地区别其他本底辐射的影响。脉冲裂变电离室能够耐受高温和强辐照，因此常用来检测反应堆的中子通量和控制反应堆的运行。

电流电离室记录的是大量入射粒子引起的总电离效应，即测量大量入射粒子所产生的平均电离电流，而不是记录单个粒子的电离在集电极上感应的电荷。它也是工作在饱和区。令 n 为每秒进入电离室的粒子数，每个粒子消耗的平均能量为 E，产生一对离子所需能量为 ε_0，产生的平均电离电流，即饱和电流为

$$I = n\frac{E}{\varepsilon_0}e \tag{4.2.11}$$

电流电离室与脉冲电离室在结构上没有本质区别，只是由于测量的是微弱的平均电离电流，因此要求漏电流很小，而脉冲电离室则要求噪声很小。另外由于负载电阻很大，而且 RC_0 电路时间常数大，即累积测量时间远大于入射粒子的间隔时间，因此电离电流随时间变化很慢。电流电离室是测量不出瞬时变化的粒子流的。根据测量到的电离电流值，并已知 E、ε_0 值，就可以确定 n。因此，通常用电流电离室测定粒子束（或放射源）的强度，特别是那些束流强度很大，其他脉冲型探测器无法测量的场合（如反应堆）。

电流电离室也广泛地应用在剂量仪中作探测器，特别是充空气的电流电离室作为剂量仪或检测报警仪器具有简便而可靠的优点，是其他类型探测器所不及的。图 4.2.6 是一种采用空气电离室作为烟雾报警传感器的实物照片和工作原理示意图。使用 1 μCi 的 Am 241 放射源（5.5 MeV，α 粒子）通过空气电离室产生固定的回路电流，当烟雾进入电离中，由于烟雾中大量离子的吸附作用，使得回路中的电流信号中断，而触发报警电路。若 α 粒子全部能量都在电离室中损失，设入射粒子数 $n = 3.7\times10^4$ 个/s，空气的平均电离能为 35.5 eV，电离室输出回路的等效电容 $C = 10$ pF，可计算该烟雾报警器正常工作时电离室回路中电流大小和输出电压脉冲的最大幅度分别为

$$I = n\frac{E}{\varepsilon_0}e = 0.92\times10^{-9}\ \text{A}$$

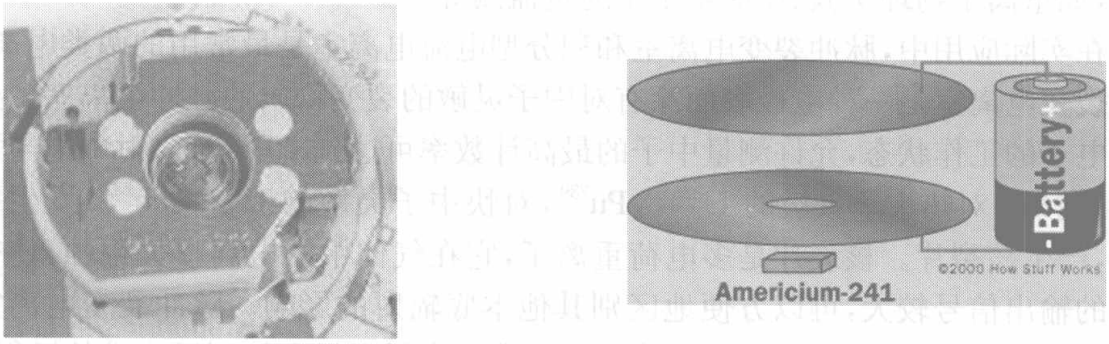


图 4.2.6　烟雾报警器的实物照片和工作原理示意图

$$V_m = \frac{E \cdot e}{\varepsilon_0 C} = 2.5\ \text{mV}$$

可见电流电离室的输出电流范围由入射粒子流强度而定，通常在 10^{-9} 数量级，对于这样小的电流，必须与弱电流放大器配合起来使用。

4.2.2　正比计数器

一、正比计数器的结构

正比计数器是工作在正比模式的一种气体探测器。在这一区域由于探测器内部电场强度较大，电离产生的电子在两次碰撞之间，即在一个碰撞自由路程内，受电场加速而获得足够大能量，可以使气体分子再次电离，因而最后收集到的电离数比原初电离数大很多。并且在确定的工作条件下，气体放大倍数与原初电离无关。因此，正比计数器既给出较大的输出脉冲，又能保持与原初电离的正比关系，它既能用于粒子强度探测，又能作能量测量。

为了使电子在电场加速过程中能获得足够的能量，正比计数管在结构上必须保证其内部电场强度足够大。粗略地估计一下，在 1 个大气压下的气体内，电子在两次碰撞之间的路程大约是 10^{-3}～10^{-4} cm，惰性气体分子的电离能量大约是10～20 eV，因此要使电子在一个自由路程内获得使气体分子电离的能量，要求电场强度至少达到 10^4 V/cm。在平板电离室中，如两电极板距离 1 cm，工作电压至少要 10^4 V，这样高的电压在制作或使用时都会遇到很多困难，因此正比计数器很少采用平板式结构。

圆柱型结构正比计数器的电场分布是不均匀的，电场强度与电子到中心的距离成反比，在中心丝附近电场强度很高。例如：设 $V_0 = 1\,000$ V，阴极半径 $b = 1$ cm，阳极丝半径 $a = 0.002$ cm，在 $r = 0.02$ cm 和 0.005 cm 处的电场强度分别约为 8×10^3 V/cm 和 3.23×10^4 V/cm。因而在靠近中心丝的区域内，场强已达到

10^4 V/cm量级，即使在 1 个大气压下的气体中，电子也很容易获得 20 eV 以上的能量而产生气体放大。因此正比计数器的构型大多采用中心有阳极丝的圆柱型。但根据实际应用的要求，也有一些特殊的形状，如中间是阳极细丝，周围是矩形阴极；中间阳极细丝绕在圆环上，周围是球形或半球形阴极；中间是阳极细丝，周围是圆盘式阴极等，所有这些形状都能保证在中心阳极附近电场强度很大。

图 4.2.7 为一种圆柱型结构的 X 射线正比计数器，阳极丝一般采用镀金钨丝，入射窗采用云母薄片，内充 Ar + 10%CH_4 气体。图 4.2.8 为一种鼓型正比计数器，采用铍窗和不锈钢外壳，这种扁平盒型是圆柱型结构的变种，利用结构上的变化来改善电场边缘的不均匀性，以缩小非有效体积。

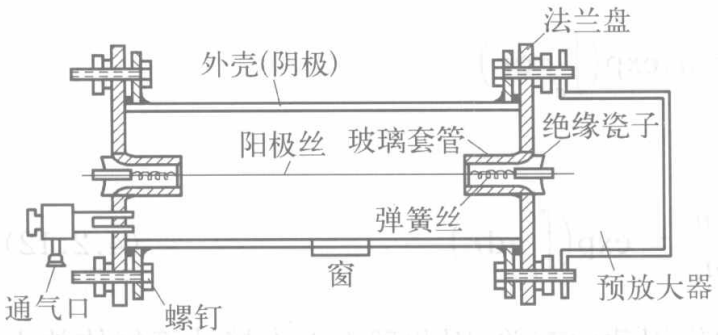


图 4.2.7　圆柱型正比计数器结构示意图

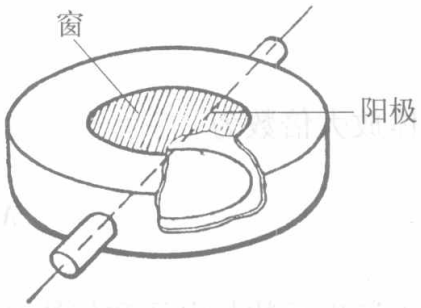


图 4.2.8　鼓型正比计数器结构示意图

二、电子倍增图像和气体放大倍数[2,8]

当电子从电场获得足够高的能量，可以使气体分子进一步电离，从而产生电子倍增过程。由于横向扩散，整个过程发展呈现液滴状。因为阳极丝半径很小，雪崩产生的正离子将包围阳极丝，形成正离子鞘。由于电子漂移速度比离子大三个数量级，在很短时间内就被阳极收集，而正离子形成正离子云则缓慢地向阴极迁移。图 4.2.9 给出了正比计数器电子倍增(即雪崩发展)过程的示意图，4.2.10 是实验测量的单电子雪崩倍增照片。

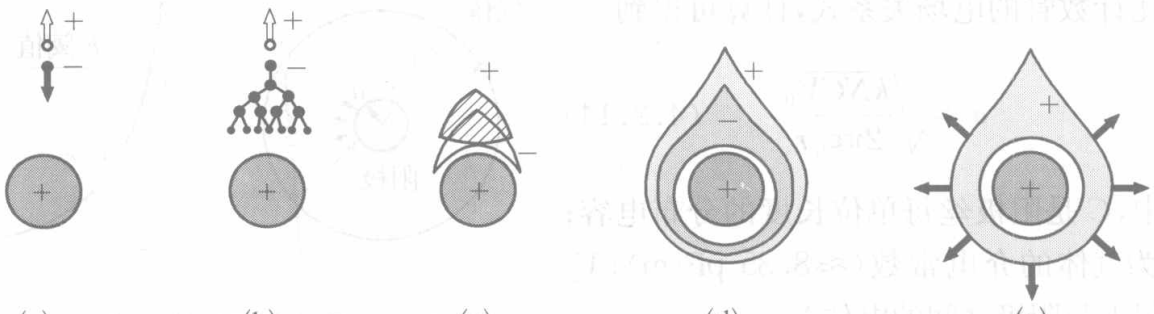


图 4.2.9　正比计数器中雪崩发展过程示意图

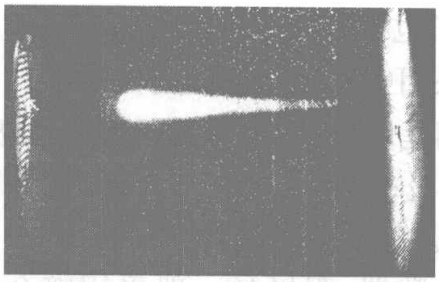


图 4.2.10　云室中拍摄的单电子雪崩倍增图像[9]

根据上述雪崩放大的图像，假设一个电子碰撞经过单位路程长度所产生的离子对数为 α（α 称为第一汤生（Townsend）系数），$\alpha = 1/\lambda$（λ 为电子的平均电离自由程），距离阳极丝中心 r 处的 n 个电子向阳极方向漂移 $\mathrm{d}r$ 后产生的电子数目为

$$\mathrm{d}n = -n \cdot \frac{\mathrm{d}r}{\lambda} = -\alpha n \mathrm{d}r$$

设初始时刻（距离中心 r 处）电子数为 n_0，电子从 r 漂移到阳极丝半径 a 处（见图 4.2.11 所示），倍增产生的电子数目是

$$n = n_0 \exp\left(\int_a^r \alpha \mathrm{d}r\right)$$

气体放大倍数为

$$M = \frac{n}{n_0} = \exp\left(\int_a^r \alpha \mathrm{d}r\right) \tag{4.2.12}$$

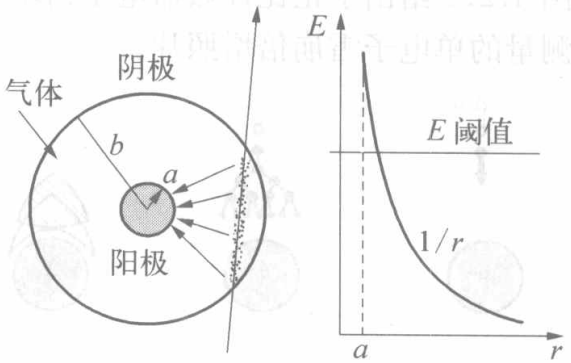
由于汤生系数与电子和气体分子的作用截面有关，因此理论上直接计算气体放大倍数比较复杂。一般来说，如不考虑光电效应，则 M 与原初电离无关，只是与探测器的工作条件、结构参数和工作电场有关。在 α 值较小的情况下，可采用以下近似表达式[8]

$$\alpha = kN\varepsilon \tag{4.2.13}$$

公式中系数 k 值（单位：cm^2/V）是与工作气体有关的数值，N 为单位体积气体的分子数，$\varepsilon = E/\alpha$ 是电子在两次碰撞之间从电场中获得的能量，联立式（4.2.13）和正比计数管的电场关系式，计算可得到

$$\alpha = \sqrt{\frac{kNCV_0}{2\pi\varepsilon_0 r}} \tag{4.2.14}$$

式中，C 是阳极丝每单位长度的分布电容；ε_0 为气体的介电常数（≈ 8.85 pF/m）；V_0 是阳极与阴极之间的电位差。



4.2.11　圆柱型正比计数管电场强度 E 变化关系

假设雪崩倍增过程是从距离丝中心

r_c 处开始，圆柱型正比计数器气体放大倍数 M 可表示为

$$M = \exp\left(\int_a^{r_c} \alpha(r)\mathrm{d}r\right) \tag{4.2.15}$$

在 r_c 处电场 E_c 为

$$E_c = E_c(r) = \frac{CV_0}{2\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{r_c}$$

称为临界电场。当电子在阳极表面附近，只要工作电压达到某个阈电压 V_T，使得倍增过程开始发生，即

$$E_c = \frac{CV_T}{2\pi\varepsilon_0 a}$$

从而有

$$\frac{r_c}{a} = \frac{V_0}{V_T} \tag{4.2.16}$$

将式(4.2.14)代入式(4.2.15)，并利用式(4.2.16)，计算可以得到

$$M = \exp\left[2\sqrt{\frac{kNCV_0 a}{2\pi\varepsilon_0}}\left(\sqrt{\frac{V_0}{V_T}} - 1\right)\right] \tag{4.2.17}$$

当 $V_0 \gg V_T$，上式可以写为

$$M = \exp(GCV_0) \tag{4.2.18}$$

其中

$$G = \frac{1}{\pi\varepsilon_0}\sqrt{\frac{kN}{E_c}}$$

图 4.2.12 是典型的 $Ar + CO_2$ 气体的正比计数管增益曲线。通常气体探测器的增益曲线和气体放大系数是在一定工作条件下通过实验测量得到的。

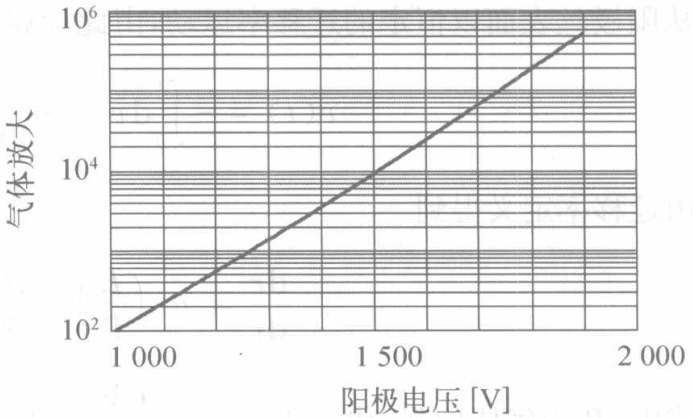


图 4.2.12　正比计数管充 $Ar - CO_2$ 混合气体的增益曲线

三、正比计数器的输出信号特征

与圆柱型电离室的电荷收集过程相似，当电荷 Q 的电子运动的距离为 $\mathrm{d}r$，在

总电容为 lC（l 为阳极丝长度，C 为阳极丝单位长度分布电容）的等效回路中，感应的电信号幅度变化 $\mathrm{d}v$ 为

$$\mathrm{d}v = \frac{Q}{lCV_0} \cdot \mathrm{d}V$$

若假定所有的感应电荷是电子和正离子在离开阳极丝一个平均自由程 λ 处产生，则在阳极上产生的总信号是两部分贡献之和，即

$$v^- = \frac{Q}{lCV_0}\int_a^{a+\lambda} \frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}r}\mathrm{d}r = -\frac{Q}{2\pi\varepsilon_0 l}\ln\frac{a+\lambda}{a}$$

$$v^+ = \frac{Q}{lCV_0}\int_{a+\lambda}^{b} \frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}r}\mathrm{d}r = -\frac{Q}{2\pi\varepsilon_0 l}\ln\frac{b}{a+\lambda}$$

则

$$v = v^+ + v^- = -\frac{Q}{2\pi\varepsilon_0 l}\ln\frac{b}{a} = -\frac{Q}{lC}$$

这两项贡献的大小之比为

$$\frac{v^-}{v^+} = \frac{\ln(a+\lambda) - \ln a}{\ln b - \ln(a+\lambda)}$$

一般情况下，正比计数器中电子对信号的贡献约为总信号的百分之几，因此在考虑正比计数管信号的时间特征时，可以仅仅考虑正离子的贡献，并认为正离子是从阳极丝表面以恒定的迁移率运动，由此计算得到

$$v(t) = -\int_0^t \mathrm{d}v = -\frac{Q}{2\pi\varepsilon_0 l}\ln\frac{r(t)}{a} \tag{4.2.19}$$

由迁移率定义得到

$$\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t} = \mu^+\left(\frac{E}{P}\right) = \frac{\mu^+ CV_0}{2\pi\varepsilon_0 P}\frac{1}{r}$$

式中，P 为气体压强，代入 $E(r) = \dfrac{CV_0}{2\pi\varepsilon_0 r}$，积分得

$$\int_a^r r\mathrm{d}r = \frac{\mu^+ CV_0}{2\pi\varepsilon_0 P}\int_0^t \mathrm{d}t$$

即有

$$r(t)=\sqrt{a^2+\frac{\mu^+CV_0}{\pi\varepsilon_0 P}t}$$

代入式(4.2.19),有

$$v(t)=-\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 l}\ln\left(1+\frac{\mu^+CV_0}{\pi\varepsilon_0 Pa^2}t\right)=-\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 l}\ln\left(1+\frac{t}{t_0}\right) \tag{4.2.20}$$

式中，$t_0=\dfrac{\pi\varepsilon_0 Pa^2}{\mu^+CV_0}$。当正离子漂移距离 $r(t)=b$ 时,总漂移时间 T 为

$$T=\frac{\pi\varepsilon_0 P(b^2-a^2)}{\mu^+CV_0} \tag{4.2.21}$$

将 T 代入式(4.2.20),有

$$V(T)=-\frac{Q}{lc}$$

即正离子全部漂移到阴极时的感应信号为最大值。

例如,正比计数管的阳极丝半径 $a=10\,\mu m$,阴极半径 $b=8\,mm$,单位长度上的电容 $C=\dfrac{2\pi\varepsilon_0}{\ln a-\ln b}\approx 8\ pF/m$,由表4.3查得氩气中的迁移率为：$\mu^+=1.7\ cm^2\cdot s^{-1}\cdot V^{-1}\cdot atm^{-1}$，当工作电压为3 kV,气压为1 atm时,漂移时间 $T\approx 550\,\mu s$。假设 $t=\dfrac{a}{b}T\approx 0.69\,\mu s$，由式(4.2.20)可得

$$V(t)=-\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 l}\ln\left(1+\frac{b^2-a^2}{ab}\right)$$

$$\approx-\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 l}\ln\left(\frac{b}{a}\right)\approx-\frac{Q}{2lC}$$

即输出信号幅度大约是最大幅度的一半。图4.2.13是正比计数器输出脉冲信号波形随时间的变化。在开始阶段信号上升很快,图中给出不同微分时间常数($\tau=RC$)的脉冲形状,可见较小的 τ,可以使得脉冲宽度减小,提高探测器的计数率能力。当电阻 $R\to\infty$ 的极限情况

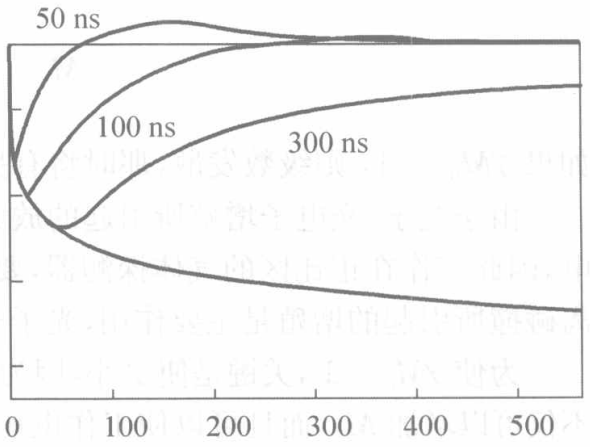


图4.2.13　正比计数器的输出信号幅度随时间的变化

下，探测器输出回路中的电流脉冲信号为

$$i(t) = lC\frac{\mathrm{d}v(t)}{\mathrm{d}t} = -\frac{QC}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{1}{t+t_0}$$

当 $t = 0$ 时，输出电流值为

$$i_{\max} = i(0) = -\frac{\mu^+ QC^2 V_0}{4\pi^2\varepsilon_0^2 a^2 P} \tag{4.2.22}$$

四、光子-光电子增殖和工作气体

气体放大倍数不能无限制增大，因为随着 M 值增大，其他的一些作用过程将逐渐突出而成为主要的，其中最主要的是由于一些气体原子在退激发过程中产生的光子，可能与阴极材料或部分气体原子发生光电效应而产生光电子，这种光电子在向阳极漂移过程中又可以引起电子倍增过程，形成光子-光电子增殖。

假设原初产生 N_0 个电子，气体放大倍数为 M_0，经增殖后是 M_0N_0 个电子，每个电子产生一个光电子的概率为 γ，则 M_0N_0 个电子产生 γM_0N_0 个光电子，当它们再次到达阳极后将产生 $\gamma M_0{}^2N_0$ 个电子，然后再产生新的光子和光电子，这样继续不断地增殖，最后总的电子数为

$$N = M\cdot N_0 = M_0N_0 + M_0^2N_0\gamma + M_0^3N_0\gamma^2 + \cdots$$

因此考虑到光电子增殖的贡献，气体放大倍数 M 应为

$$M = M_0 + M_0^2\gamma + M_0^2\gamma^2 + \cdots$$

如果 $\gamma M_0 < 1$，则

$$M = \frac{M_0}{1-\gamma M_0} \tag{4.2.23}$$

如果 $\gamma M_0 > 1$，则级数发散，那时将有另外的机制起作用(将在后面章节讨论)。

由于光子-光电子增殖所引起的放大作用是不稳定的，并且有可能引起连续放电，因此工作在正比区的气体探测器，要求满足 $\gamma M_0 \ll 1$ 条件，使得电子的直接电离碰撞所引起的增殖是主要作用，光子-光电子作用很小。

为使 $\gamma M_0 \ll 1$，关键是使 γ 小，因为减小 M_0 会使 M(即脉冲幅度)变小。减小 γ 不仅可以增加 M_0，而且可以使工作电压区域(即坪区)加宽，提高探测器的稳定性。为了减小 γ，正比计数器的工作气体需要在惰性气体中掺入一定比例的多原子分子气体。纯的单原子或双原子分子气体很不容易吸收光子，这会使 γ 值变大，而多原子

分子气体如甲烷、二氧化碳、酒精、正戊烷、异丁烷等则能强烈地吸收光子，加入它们会使 γ 减小，从而使 M_0 增大，坪区展宽。例如探测带电粒子和 X 射线常用 Ar(或 Xe) + 10% CO_2(或 CH_4)等的混合气体。另外，通常阴极表面要做氧化处理，以增大电子的脱出功，从而减小产生光电子的概率。混合气体采用什么成分、混合比多少以及气压大小，要根据探测器的放大倍数、起始阈电压、时间特性等要求而定。

五、正比计数器的性能参数

除了气体放大倍数和输出信号特性外，表征一个正比计数器优劣的性能参数还包括：计数坪特性，能量分辨率，高计数率特性，探测效率和寿命。

计数坪特性　在放射源确定的情况下，探测器输出脉冲计数率随所加工作电压变化的曲线称为计数坪曲线(如图 4.2.14 所示)。它由三个参量表征：① 随外加电压增加，计数率在一段范围内变化不大，出现一个比较平坦的区域，即所谓坪，坪区电压范围叫坪长。② 实际上坪区并不是绝对平的，它有一定的斜率。通常规定坪斜 K 为坪区内计数率增加的百分比，即

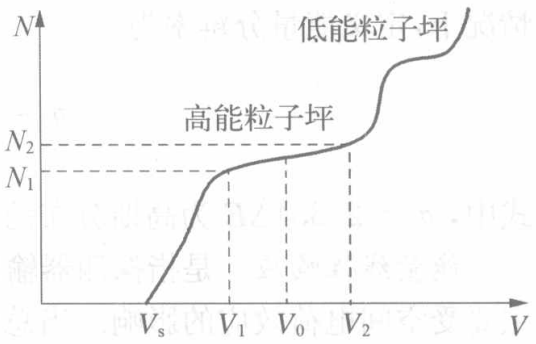


图 4.2.14　正比计数器坪曲线示意图

$$K = \frac{2(N_2 - N_1)}{N_2 + N_1} \times 100\% / (V_2 - V_1) \tag{4.2.24}$$

③ 计数器的工作电压 V_0，一般都选在坪区前半部，既在坪区又能延长使用寿命。

计数器的坪特性与充气类型、混合比、总压及管子尺寸有关。气体杂质含量、清洁处理、封接等工艺也会影响坪特性。此外，阳极丝粗细不均匀、并非置于中心，边缘效应等，将会引起计数器的灵敏体积随工作电压增加而扩展，这同样是造成坪斜的重要原因之一。对一个计数器，我们必须知道它的坪特性，以便确定其工作电压。同时，坪特性又是衡量计数器质量好坏的主要参数。计数器的坪长越长，坪斜越小，工作电压越低，则它受工作电压的影响也就越小，寿命也就越长。一般来说，正比计数器的坪斜可达到$<0.03/V$。

需要指出，正比计数器和脉冲电离室由于输出脉冲幅度与入射能量有关，因此起始电压与入射粒子种类和能量有关，如果入射粒子具有两种能量，曲线将会出现两个坪(见图 4.2.14)。如果入射粒子的能量是连续的，则坪斜将会大大增加。

能量分辨率　前面已经指出，电离过程的统计性特征是形成气体探测器固有能量分辨率的主要原因。对于正比计数器，除了电离过程中会产生离子对数(N_0)

的统计涨落外，在气体放大过程中，气体放大倍数 M 也存在统计涨落，这些涨落构成了正比计数器的固有能量分辨率。若 $MN_0 = N$，假设初级电离和由雪崩产生的电离之间不存在相互作用，则可以导出

$$\left(\frac{\sigma_N}{N}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{N_0}}{N_0}\right)^2 + \frac{1}{N_0}\left(\frac{\sigma_M}{M}\right)^2 \tag{4.2.25}$$

实际上所有的雪崩过程并不是完全独立的，需要根据不同的统计分布规律对上式进行修正。实验上，通过测量正比计数器对^{55}Fe(5.9 keV)X 射线的响应，即测量全能峰的半高全宽 ΔE(FWHM)和峰位 E 的比值来确定。在能谱为高斯分布的情况下，定义能量分辨率为

$$\eta = \frac{\Delta E}{E} = 2.354\,\frac{\sigma}{E} \tag{4.2.26}$$

式中，$\sigma = 2.354\Delta E$ 为高斯分布的标准误差。

能量线性响应　是指探测器输出脉冲幅度对入射粒子能量成正比的范围。它主要受空间电荷效应的影响。当总的电离离子数很大时，空间电荷效应会抵消部分电场作用，从而限制放大倍数，造成原初电离很大时对应的放大倍数减小，使得探测器的能量线性响应发生变化。因此，能量线性响应好，要求计数器正比工作区宽，这与气体种类和探测器结构有关。一般来说，作能量测量用的正比计数器，它的气体放大倍数与电压的关系就不能变化太陡。

高计数率特性　在高计数率工作状态下，正比计数器的脉冲幅度、能量分辨率和坪特性均会变坏，特别是脉冲幅度的变化造成能量测量非线性。这种变化可以用空间电荷效应来解释，即使在输出回路中使用小的 RC 时间常数得到较窄脉冲，但在脉冲过后正离子基本上还在阳极丝附近，造成电场强度降低，它漂移到阴极约需 100 μs 时间。在缓慢移动过程中，电场强度逐渐恢复，因此在正离子移动时间内入射粒子产生的脉冲幅度变小。通常正比计数器允许的最高计数率小于 10^4 脉冲/秒。

探测效率　是指探测器记录到的粒子数与入射粒子数之比。对于正比计数管，它可以用粒子通过探测器窗的透射率和粒子在探测器气体有效体积中的吸收效率的乘积表示。要提高探测效率需尽量减小窗的吸收效应和增大气体吸收效应。

寿命　包括两种：计数寿命和搁置寿命。计数寿命是指探测器长时间工作使得性能变坏的累积计数。搁置寿命是指计数器制成后使计数器性能变坏所放置的时间。影响搁置寿命的主要因素是计数器的封接技术，特别是窗和计数器外壳之

间的封接。影响计数寿命的主要因素有以下一些。对于密封式的气体探测器，每次气体放大过程使得多原子分子猝灭气体的分子分解。其次，猝灭气体分解产物会沉积在阳极丝和阴极上，这会改变阳极丝直径和电场，以及局部的气体放电使阳极丝逐步损伤而变得不均匀。一般使用 CH_4 猝灭气体的正比计数器的寿命在 $10^9 \sim 10^{10}$ 计数；使用 CO_2 的寿命高两个数量级，达 $10^{11} \sim 10^{12}$ 计数，但它的能量分辨率差一些。当然，计数寿命与所用工作电压有关，若减小电压就可使气体放大倍数减小，从而降低有机猝灭分子的分解速度，以增大计数寿命。

六、正比计数器的应用

正比计数器既可用作计数器，又可用来测量能量。由于它有气体放大作用，输出脉冲幅度远远超过脉冲电离室，因此可以用来测量低能粒子，如低能电子和X射线。这是脉冲电离室很难做到的。由于正比计数器中产生一对离子的平均电离能比闪烁探测器小很多，在低能X射线测量中它的能量分辨率比闪烁探测器好得多。半导体探测器的分辨率虽然更好，但由于价格贵，使用条件苛刻，因此正比计数器目前仍有许多用处，并得到新的发展，特别是在中子、X射线、低能γ射线和电子的探测中，例如在X荧光分析、X射线天文学，以及精确的放射性绝对测量中应用是很广泛的。

BF_3（三氟化硼）正比计数器是应用最多的一种正比计数器，通常是圆柱型管状结构，中心阳极丝是钨丝，通过玻璃或陶瓷与外壳绝缘。外壳有金属和玻璃两种。金属外壳兼作阴极，由于中子穿透力很强，不需要特殊窗。BF_3 计数器内充 BF_3 气体，入射低能中子与 ^{10}B（硼的自然丰度是18.2%的 ^{10}B 和81.8%的 ^{11}B）核反应而产生α粒子和 ^{7}Li，这些粒子在计数器内引起电离，经气体放大后给出电压脉冲输出，常用作慢中子通量测量。BF_3 正比计数器的探测效率一般没有多板裂变电离室高，这是因为 BF_3 是微弱的负电性气体，气压不能充得太高，即使使用浓缩 ^{10}B 的 BF_3 气体，其探测效率一般也只在10%以内。之外，利用核反冲法的含氢正比计数器和利用核反应法的 ^{3}He 正比计数器，也是常用的中子探测器。

流气式4π正比计数器常用于β射线强度测量。由于正比计数器经常要充入一些多原子分子气体，它们在气体放大过程中由于和电子（或光子）作用而分解成有害的杂质原子。随着计数次数的增加，多原子分子数目减少，杂质原子数增加，使得计数器性能变坏。因此在许多精确的放射性测量中，往往也做成流气式，使新的气体连续不断地流过灵敏体积，以保持工作过程中计数器内气体成分不变。另外，使用这种计数器时，可将放射源直接放在室内，构成“无窗式”，这就既避免窗吸收，又可以不必对放射源及承托、气体和管壁引起的散射作修正，同时可使测量的

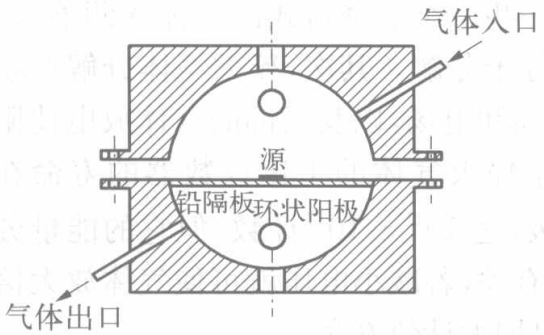


图 4.2.15　流气式 4π 正比计数器

立体角达到 4π 而无需再作修正。因此这类计数器常用来测量 α 和 β 放射性的绝对强度。图 4.2.15 是一种用于探测中、高能 β 放射性核素绝对强度的 4π 正比计数器结构示意图。阴极为球形外壳，阳极是一根很细的金属丝，绕在圆环上面，用金属导线固定和作为引出线，阳极丝也可以做成直线状，放射源置于薄膜上，放在室中心。

4.2.3　G-M计数器

一、G-M计数器的结构

G-M计数器工作在图 4.1.10 曲线的第Ⅳ段。为了得到很大的气体放大倍数，G-M计数器内部必须具有很高的电场强度，因此 G-M计数器绝大多数是做成圆柱型的，中心阳极丝很细，周围是管式阴极，因此也叫 G-M计数管。G-M计数器多采用氩、氦和氖等惰性气体，它们对电子的吸附效应很小。猝灭气体常用酒精、乙醚、石油醚、正戊烷、二甲氧基甲烷等有机蒸汽，或溴、氯等卤素气体。因此按照猝灭气体分为两大类：有机管和卤素管。图 4.2.16 是一种用于 γ 射线测量的 G-M计数管结构图，中央阳极是钨丝。为了避免尖端放电，以使计数管工作性能稳定，阳极丝外面罩有玻璃套管，这也同时确定了计数器的工作区域。管的外壳通常是玻璃管，其内壁衬有铜皮、不锈钢皮或其他金属皮作阴极，或直接在玻璃管内壁喷涂一层钨粉、石墨或氯化亚锡等导电材料作阴极，并用膨胀合金丝作阴极导

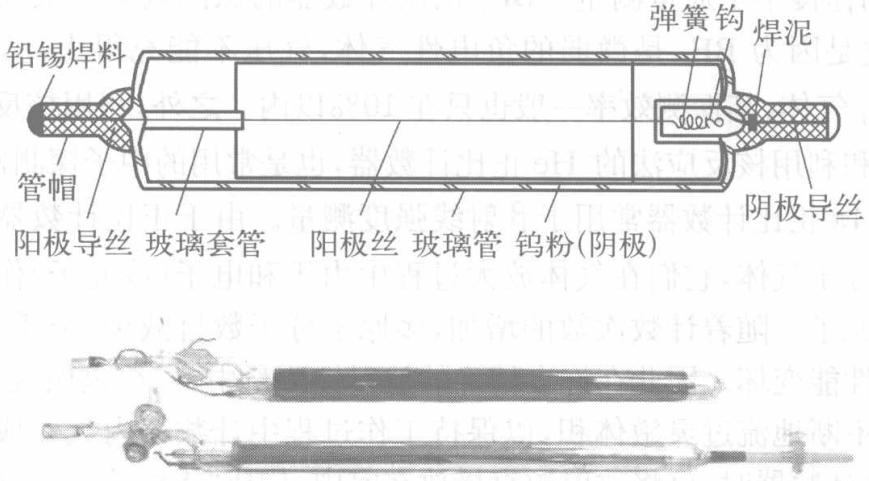


图 4.2.16　典型的 G-M计数管结构和照片

丝由管子另一端引出。阴极导丝和阳极导丝分别焊接在玻璃管两端的铜管帽上作阴、阳极，以便安装使用。

γ 射线主要是通过三种效应产生次级电子而被记录。γ 射线可以与管壁（阴极）作用，也可以与管内气体作用，但由于管壁金属材料密度和原子序数大，通过三种效应产生次级电子的概率颇大，因此主要是 γ 射线在管壁上打出电子，然后电子在管内引起雪崩增殖而被记录。α 和 β 射线的穿透能力远不如 γ 射线，所以一般不用上述玻璃圆柱形结构，而用具有薄的入射窗的钟罩形计数管（见图 4.2.17）。在它的底面上有入射窗，一般是用很薄的云母片做成，其厚度（通常 3～5 mg/cm^2）根据射线能量可以改变，α 计数管的窗还要薄。玻璃外壳里面贴一层铜皮圆筒作阴极，也有用铜板直接冲压外壳并兼作阴极的。阳极丝一端不固定，而点上一个小玻璃珠，避免尖端放电，也避免抽气时刺破云母窗。卤素管可用于测量高强度放射性，根据所产生的平均电流可以测定射线强度和剂量。

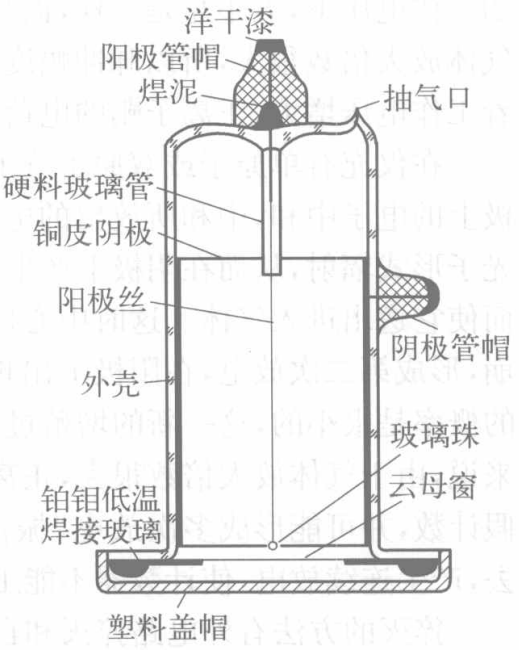


图 4.2.17　钟罩形 G－M 计数管

二、有机管的工作原理和特性

如上节所述，在电子增殖过程中，伴有光子-光电子增殖，也就是在增殖过程中产生的光子与阴极或气体分子作用产生出光电子，经电场加速又会引起新的增殖。这种光子-光电子增殖过程在正比计数器中还是次要的。在 G－M 计数器工作中，气体放大倍数 M_0 很大，达到 $\gamma M_0 \geqslant 1$，即一次光子-光电子增殖过程后产生的光子数比增殖前的光子数多，或者说一个电子经增殖后产生的光电子数大于 1，因而新的增殖过程将会继续下去。由于光子可以向各个方向发射，因此气体放大不再像正比计数器那样，只局限在初电离所限定的小范围内，而是在气体内或阴极上到处产生光电子，使离子增殖沿阳极丝方向扩展，以致整个阳极丝的附近都会产生正负离子对。根据式(4.2.23)，气体放大倍数将趋于无穷大。实际上大量的光子-光电子增殖为增殖本身的停止创造了条件，原因是阳极丝附近产生大量正负离子对，电子很快漂移到阳极而留下大量正离子，它们包围住阳极丝，形成一个“正离子鞘”，使阳极周围的电场下降，气体放大倍数相应地减小，直到阳极丝附近电场下降到使 $\gamma M_0 \ll 1$，从而不再能产生光子-光电子增殖为止。

增殖过程停止后，在电场作用下，正离子鞘向阴极移动，在阳极上感应出电压

脉冲。对于G－M计数器，脉冲基本上是正离子运动的结果，脉冲大小决定于正离子鞘的总电荷，而与初电离关系不大。因此G－M计数器的输出脉冲幅度在一定的工作电压下，大小总是一样，而与入射粒子的种类、能量、初电离地点无关。由于气体放大倍数很大，所以脉冲幅度很高，这是G－M计数器的特点之一。当然，随着工作电压增大，正离子鞘的电荷量也增加，输出脉冲的幅度会变得更大。

在仅充有单原子或双原子分子气体的计数器中，当正离子到达阴极时，将和阴极上的电子中和，中和所放出的电离能和阴极材料电子的脱出功之间的能量差以光子形式辐射，从而在阴极上产生光电子进入气体，或者直接交给阴极上另一电子而使它逸出进入气体。这时中心阳极附近电场已恢复，这些电子可能引起新的雪崩，形成第二次放电，在阳极上出现第二个脉冲。当然，在气体中再产生一个电子的概率是很小的，这一新的增殖过程在正比计数器中作用很小，但对G－M计数器来说，由于气体放大倍数很大，正离子数目很多，就不可忽略。二次放电将会造成假计数，并可能形成多次放电“振荡”现象，甚至计数器的放电将无休止地进行下去，产生连续放电，使计数器不能工作。因此必须“猝灭”二次放电。

猝灭的方法有外电路猝灭和自猝灭两种。外电路猝灭是利用计数器输出脉冲来控制电子学线路，当计数器输出脉冲后立即会在阳极加一个负脉冲电压，使阳极电压瞬时降到阈电压之下，促使放电猝灭。这种方法比较复杂，由于它可以使雪崩再生及早停止，缩小计数管的死时间，因而在作精确的以及高速计数测量中有时也还使用。通常使用的方法是自猝灭法。这种方法比较简单，在计数器主要气体如氩之外，再充一些多原子分子气体，如酒精或少量卤素气体作猝灭气体，就可以达到自动猝灭。

以充酒精的叫有机管为例，其猝灭机制是这样的：由于猝灭气体的电离电位比主要气体低（氩是15.8 eV，酒精是11.3 eV），当氩离子鞘向阴极移动时，在漂移过程中和酒精分子碰撞，氩离子很容易夺走酒精分子中的电子而还原成氩原子，酒精分子则变成正离子，并放出一个能量较小（4 eV）的光子，这些光子又被酒精分子强烈吸收，最后到达阴极的实际上都是酒精离子。酒精离子在阴极上产生次级电子的概率很小，它主要是从阴极上获得电子而被中和，变成激发态的分子，然后通过自身的离解而释放出多余的能量。这个过程的概率比从阴极上打出电子的概率大一百万倍，因此就不会再发生第二次放电。

三、G－M计数管的输出脉冲波形

由以上分析可以看到，G－M计数器与正比计数器相比输出脉冲还是有差别的：

（1）由于M很大，G－M计数器输出脉冲幅度很大，可以达到Ⅳ数量级以上，并且幅度不随入射粒子种类和能量变化。

(2) 正比计数器可利用小的 RC 时间常数来微分信号，使脉冲宽度变窄，达到分辨时间变小的目的，以适用于高计数率；而 G－M 计数器却不行，虽然也可以用微分使脉冲变窄，但分辨时间并不能减小很多，因为虽然阳极电荷通过 R 放掉，阳极电压恢复，但正离子鞘还包围着整个阳极丝，阳极周围电场仍较低，放大倍数没有恢复，即使再有入射粒子进来也不会形成雪崩再生。只有当正离子鞘移动到阴极附近，中心丝附近电场恢复，才能引起新的雪崩再生。因此，G－M 计数器的分辨时间就由正离子的整个漂移时间决定，约 100～300 μs。

(3) 正比计数器由于气体放大仅局限在初电离所限定的小区域内，不沿阳极丝扩展，因此只要入射粒子在其他位置产生电离，正比计数器仍能放大而形成另外的脉冲，G－M 计数器则不同。如图 4.2.18 所示，当正离子鞘向阴极移动后，阳极附近的电场恢复到足以再引起雪崩增殖的时间称为计数器的“失效时间”，或叫“死时间 $t_{死}$”。在这段时间内，计数器不能再记录入射粒子。在 $t_{死}$ 之后，如有带电粒子进入灵敏区，它又能产生电压脉冲，不过由于电场没有恢复到原来强度，脉冲幅度较低。脉冲幅度恢复到正常幅度的时间称为“复原时间 $t_{复}$”。可见，只有 $t > t_{死}$ 后，才出现其他粒子脉冲，脉冲高度随时间增大而增大，最后当 $t = t_{死} + t_{复}$ 时，脉冲达到与原来一样高的幅度。

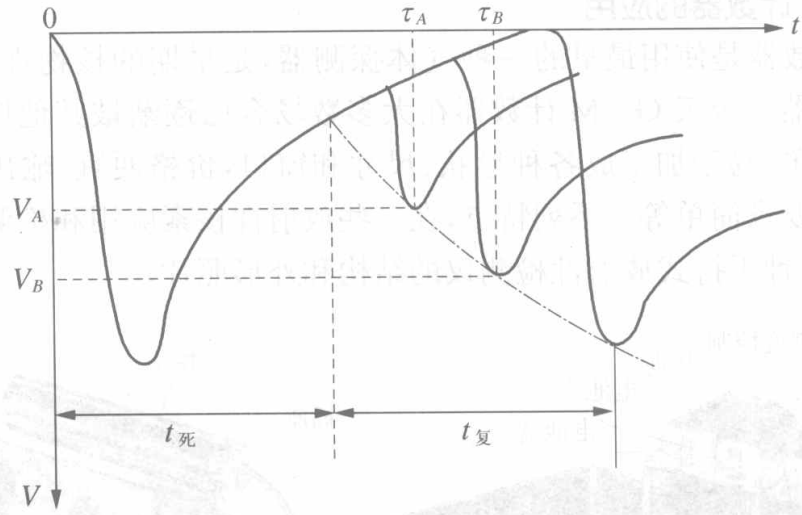


图 4.2.18　G－M 计数器输出脉冲幅度随时间变化情况($RC \ll T^+$)

四、卤素管的特性

卤素管是由惰性气体加少量卤素气体制成的，常用的是 $Ne + Br_2$，它的特性与有机管有很大不同，其主要差别如下：

(1) 分解后的卤素原子能重新结合成卤素分子，分子数损耗不大，因此卤素管

使用寿命较长，一般大于 10^{10} 脉冲；

(2) 起始电压和工作电压较低，一般在 300 V，坪长约 80 V，坪斜约 0.1%/V，不如有机管，而且坪特性与外电路条件有关；

(3) 卤素管的 a/b 值不像正比管那样必须大于 100，可小于 10，因此易于制造成微型管；

(4) 输出脉冲与入射粒子之间存在较长的延迟时间；

(5) 在起始电压低的管子中，在接近起始电压处常有一段易于振荡放电的区域；

(6) 卤素气体在低温下不会凝结，因此正常工作温度范围很宽，通常在 −40～+50 ℃。

卤素管的以上特性不可能用有机管的放电机制来加以完整解释，因此长期以来存在各种看法，文献[10]根据实验结果提出了一种统一的解释。认为在卤素管中，造成雪崩增殖是由两种速度完全不同的平行过程引起的：一种过程是在初始电离和增殖过程中，由大量产生的处于亚稳激发态的惰性氖原子与卤素溴分子的电离碰撞(前者的激发电位大于后者的电离电位)引起了电荷慢增长，若氖原子亚稳激发态平均寿命为 τ，慢过程的增长速度则正比于 $1/\tau$；另一个过程是由激发态的溴原子发射的光子，在阴极处产生的光电子引起了快增殖过程。这一理论可以很好地解释卤素管的工作特性。

五、G－M 计数器的应用

G－M 计数器是使用最早的一种气体探测器，是早期的核物理实验中常用的一种气体探测器。今天 G－M 计数器在大多数场合已逐渐被其他探测器代替，但由于它制造简单，易于加工成各种形状、尺寸和窗口，价格便宜，输出讯号幅度大，对电子学线路要求简单等一系列特点，在一些放射性核素应用和检测中仍在使用。图 4.2.19 是一种手持式放射性检测仪的结构和外形照片。

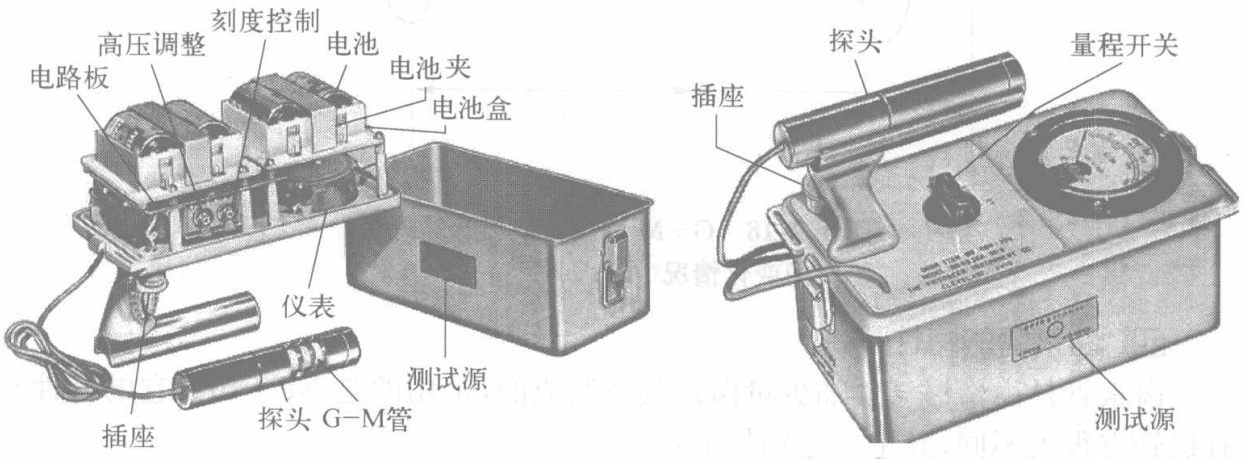


图 4.2.19　一种手持式放射性检测仪

4.3　气体多丝室

在粒子物理实验中，测量带电粒子的径迹是鉴别各种粒子的主要方法。1970年以前，所有径迹探测器几乎都用照相的方法（例如：核乳胶、云室、气泡室、火花室等）。为了提高粒子识别的效率，特别是粒子加速器能量的不断提高，粒子碰撞产生的各种末态粒子多重性也越来越高，对探测器的径迹分辨和计数能力提出了新的要求。1968年，恰帕克等人在欧洲粒子物理研究中心（CERN）研制了第一台多丝正比室（Multi-Wire Proportional Chamber，简称 MWPC），实现了气体探测器在粒子径迹测量技术上的突破。经过几十年的发展，以多丝正比室、漂移室和时间投影室为代表的各种结构的气体多丝室，不仅在粒子物理实验，而且在天文物理、固体物理、生物学、医学物理等领域得到越来越多的应用。本章将分别介绍这几种探测器的工作原理，重点讨论对入射带电粒子的空间位置测量的方法。

4.3.1　多丝正比室

一、多丝正比室的测量原理

早在20世纪30年代，正比计数管就广泛用于核物理实验中。为了获得大面积位置灵敏探测系统，人们尝试把多根正比计数管排列组合起来，用于探测带电粒子的入射位置或径迹，但是由于管壳的限制，使得定位精度也受到限制。能否去除计数管的外壳，制成在一个气体容器中的“多丝正比计数器”？当时大多数人认为当阳极丝之间距离很近时，由于丝之间的电容耦合效应，任何一根丝上的信号将传递到相邻丝上，从而无法测定入射粒子的位置。恰帕克等人在实验的基础上提出了不同的观点，他指出在上述多丝结构中，关键的因素是探测器内部的气体放大过程。如果一个入射粒子在其中有一根阳极丝附近形成雪崩，从而在这个阳极上产生负脉冲，那么与这根丝相邻的其他丝（包括阴极面）将感应产生正脉冲，这将补偿丝之间电容耦合传递的负信号。如果使用只对负信号灵敏的放大器，每根丝就像一个独立的正比计数管，它的灵敏区局限在两根丝之间距离的一半。这一观点成为多丝正比室定位测量的基础。

图 4.3.1 是多丝正比室工作原理示意图。探测器由上下阴极条和中间阳极丝面构成，阴极条和阳极丝构成两维读出电极，密封的室内充有工作气体，加上一定的工作电压形成一定方向的电场分布。带电粒子在探测器内部产生的电子-离子对，在电场力的作用下分别向两端做定向漂移运动，并在阳极丝和阴极条上产生信号，经电子学电路对信号进一步成形放大，记录下每个丝上的信号，测定入射粒子的位置，同时由记录的信号大小可以给出电离损失的信息。多丝正比室的工作模式已成为现代许多气体探测器发展的基础。

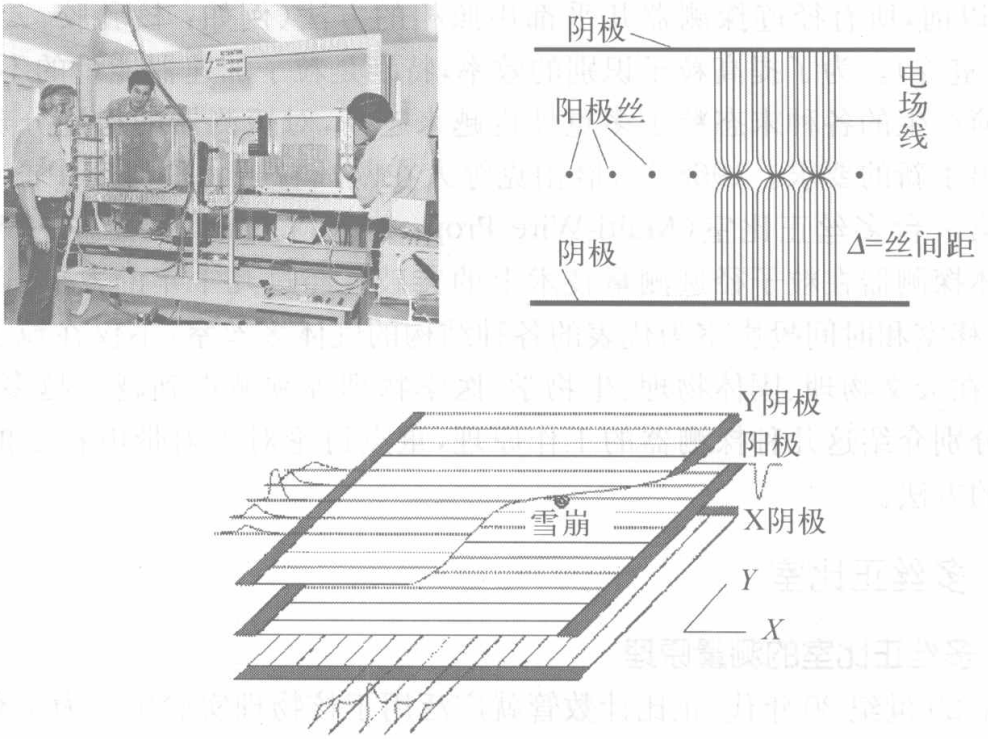


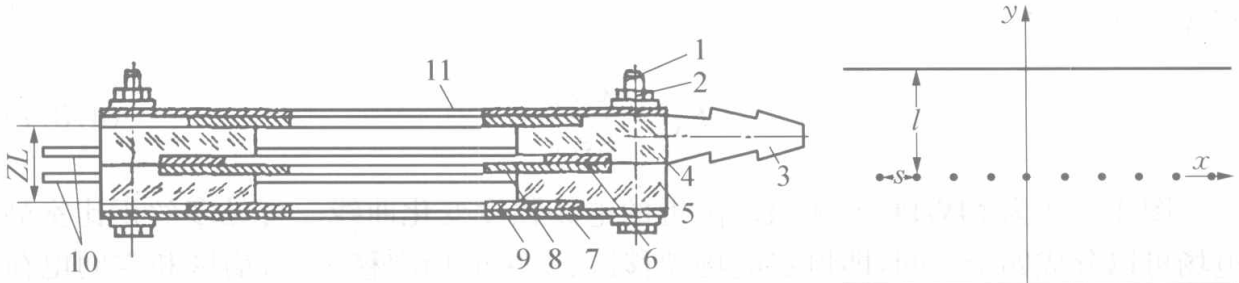
图 4.3.1　MWPC 工作原理图(左上角是 MWPC 发明者恰帕克照片)

二、多丝正比室结构和静电场分布

多丝正比室(MWPC)是由一组等间距的平行阳极丝和上下两个阴极平面构成。设阳极丝之间的距离是 s，丝半径为 a，丝沿 z 轴方向(垂直于纸平面)；y 轴垂直于阳极丝平面；阳极丝平面与阴极平面的距离为 l，见图 4.3.2。

对于图 4.3.2 结构的多丝正比室，设阳极丝的电位 $V(a) = V_0$，阴极电位 $V(z) = 0$，丝的长度 $\gg l$，由静电学公式计算可以得到电位和电场为[2]

$$V(x, y) = \frac{CV_0}{4\pi\varepsilon_0}\left\{\frac{2\pi l}{s} - \ln\left[4\left(\sin^2\frac{\pi x}{s} + \sinh^2\frac{\pi y}{s}\right)\right]\right\} \tag{4.3.1}$$



1—定位螺栓，2—螺母，3—气嘴，4、5、6、7—框架，8—阳极框架，9—阴极框架，10—保护条，11—封闭膜

图 4.3.2　典型的平面型多丝正比室外形(左图)和结构示意图(右图)

$$E(x,\ y) = \frac{CV_0}{4\varepsilon_0 s}\left[1 + \tan^2\frac{\pi x}{s}\tanh^2\frac{\pi y}{s}\right]^{1/2}\left[\tan^2\frac{\pi x}{s} + \tanh^2\frac{\pi y}{s}\right]^{-1/2} \tag{4.3.2}$$

式中，C 为丝单位长度的电容；ε_0 为气体的介电常数，对常用气体 $\varepsilon_0 \approx 8.85$ pF/m。当 $1 > s \gg 2a$ 时有近似式

$$C = \frac{2\pi\varepsilon_0}{(\pi l/s) - \ln(2\pi a/s)} \tag{4.3.3}$$

计算得到的 MWPC 的电场和电位分布见图 4.3.3。由式(4.3.3)可见，当 $a \ll s$ 时，多丝室的 C 值比间隙相等的平行板电容器的数值$(2\varepsilon_0 s/1)$要小。C 随 s 的减小迅速减小，而随 a 的变化不大。沿对称轴(即 $x=0$ 和 $y=0$)方向的电场为

$$E_y(0,\ y) = \frac{CV_0}{2\varepsilon_0 S}\coth\left(\frac{\pi y}{s}\right) \tag{4.3.4}$$

$$E_y(x,\ 0) = \frac{CV_0}{2\varepsilon_0 S}\cot\left(\frac{\pi x}{s}\right) \tag{4.3.5}$$

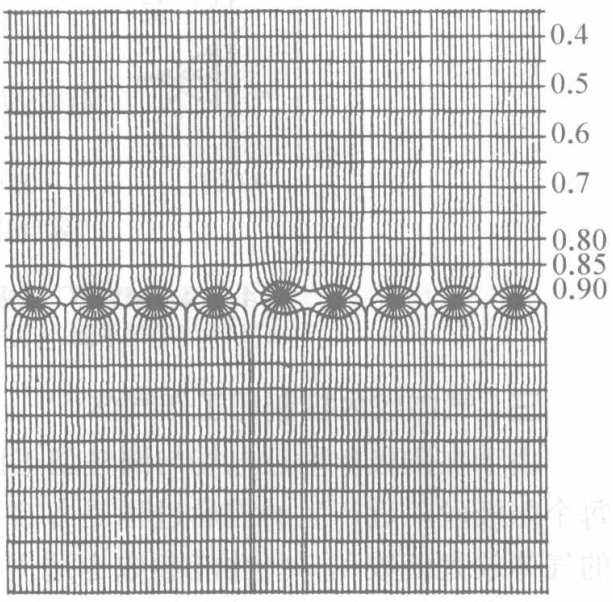


图 4.3.3　MWPC 的电场线和等电位线的分布

当 $y \ll s$ 时，有

$$E(x,\ y) \approx \frac{CV_0}{2\pi\varepsilon_0}\frac{1}{r},\quad r = (x^2 + y^2)^{1/2} \tag{4.3.6}$$

当 $y \gg s$ 时，有

$$E_y = \frac{CV_0}{2\varepsilon_0 s} \tag{4.3.7}$$

图 4.3.4 为 MWPC 在阳极丝附近的电场强度变化曲线。可见多丝正比室静电场可以分成四个区间，即恒定电场漂移区、变化电场漂移区、雪崩区和空间电荷区。由于 MWPC 的电力线分布是不相交的，入射带电粒子在气体中电离产生的正离子和电子沿电力线漂移时，只能漂移到与它们邻近的阳极丝附近，产生雪崩放大并输出信号，而不可能漂移到其他阳极丝附近，这就是 MWPC 可以测定入射粒子位置的物理基础。

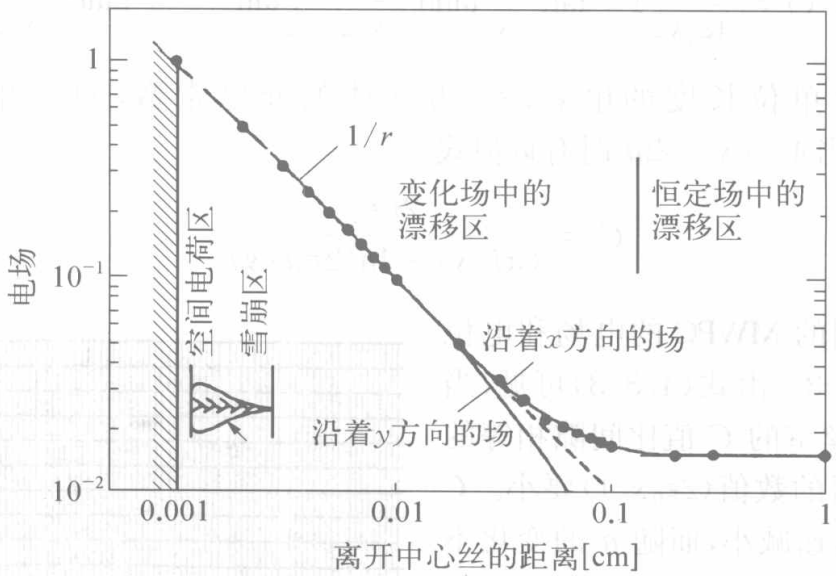


图 4.3.4　MWPC 阳极丝附近电场强度的分布
（x 为平行于丝平面，y 为垂直于丝平面）

三、气体放大机制和工作气体[2,11]

由于在阳极丝附近电场与圆柱型正比管的表达式相同[见公式(4.3.4)]，并且每个阳极丝附近产生的雪崩过程是各自独立的，所以前面讨论的有关正比计数管的气体放大倍数和一些性能参数也适用于 MWPC。下面我们进一步给出有关气体放大机制的一些重要结论和对工作气体的要求。

由图 4.3.4 所示，多丝正比室的阳极丝附近电场可达到几个 kV/cm 以上，电子在两次碰撞之间得到的能量，足以产生各种类型的激发和电离。气体分子有许多不同的激发模式，惰性气体一般只有发射光子的激发态，而多原子分子则会有更多的激发模式。气体探测器中用作猝灭气体的碳氢化合物是束缚很弱的多原子分

子，则有无辐射跃迁的转动和振动能级。若在惰性气体中加入少量有机气体，通过无辐射跃迁方式将消耗相当一部分能量。这对于抑制光子-光电子过程的发生，提高气体探测器在高增益情况下的稳定性是十分必要的。图 4.3.5 给出了在三种气体中各种过程所占能量份额随约化电场的变化。

当一个电子的能量增加到超过气体的电离电位时，碰撞的结果可能是产生一个离子对，同时当原电离产生的电子能量足够高，还可以产生次级电离。对于大多数气体而言，在某个能量以上，电离的概率能很迅速地增大，并在大约 100 eV有最大值（见图 4.3.6）。电子在经过单位路程长度时，电离碰撞产生的离子对数可以用平均电离自由程的倒数 α 表示（称为第一汤生系数）。图 4.3.7 给出了惰性气体的第一汤生系数（α/p）随约化电场（E/p）的变化曲线。

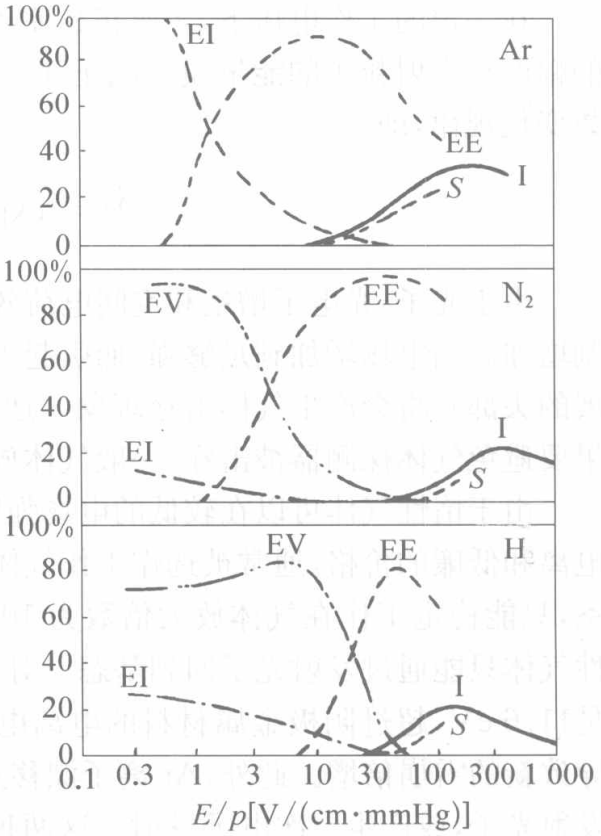


图 4.3.5　Ar、N_2 和 H_2 气体中，几种过程损失能量的比例随约化电场（E/p）的变化

图中 EI 表示弹性碰撞，EV 表示振动激发，EE 表示导致光子发射和亚稳态的激发，I 表示直接电离，S 表示电子的平均动能

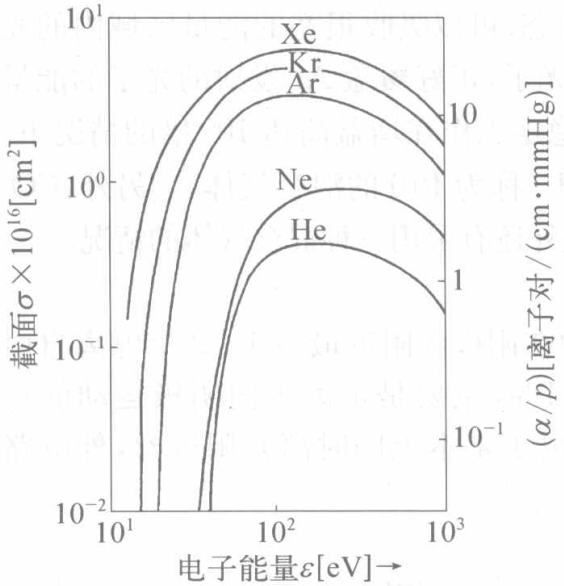


图 4.3.6　电子在惰性气体中的电离截面

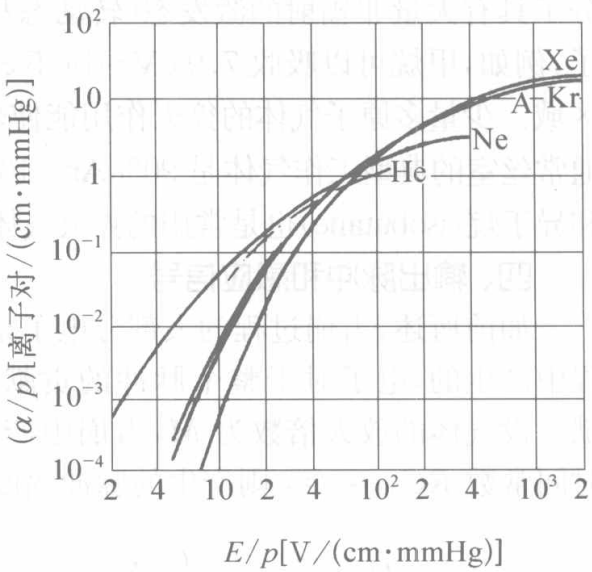


图 4.3.7　惰性气体的第一汤生系数随约化电场的变化

在一定的工作电压下，多丝正比室的气体放大倍数 M 是常数，这时输出信号的幅度与入射粒子的能量损失成正比。当工作电压改变时，气体放大倍数服从指数变化规律，即

$$M = \exp\left[\int_{x_1}^{x_2} \alpha \mathrm{d}x\right]$$

由于光子-光电子增殖和空间电荷效应的共同影响，气体的放大系数不能无限制增加。当电场增加到足够强，而引起雪崩沿着整个气体体积传播（尤其在雪崩发展的头部），将会产生气体击穿现象。通常气体放大倍数的极限值为 $\alpha x \approx 20$，如果要避免气体探测器被击穿，一般气体放大倍数不超过 10^6。

由于惰性气体可以在较低的电场强度下产生雪崩放大，其中 Ar 气有较高的比电离和低廉的价格，通常被选作工作气体。但是以纯 Ar 气为工作气体的多丝正比室，只能稳定工作在气体放大倍数为 $10^3 \sim 10^4$ 的区间，这是因为处于激发态的惰性气体只能通过发射光子回到基态。对 Ar 原子而言，退激时发射光子的最小能量是11.6 eV，超过阴极金属材料的电离电位（例如，铜为 7.7 eV），从而产生光电子导致新的雪崩倍增。此外，Ar 离子漂移到达阴极表面时，与阴极上的电子中和，而发射光子，或产生二次电子发射。这两种过程（即使是在中等气体放大的条件下）都会产生新的雪崩导致气体放电。

气体探测器对工作气体的要求是工作电压低，气体放大倍数高，正比性好，能承受高的计数率，恢复时间短以及使用寿命长。为满足这些要求，通常在惰性气体中加入一些多原子分子气体如：甲烷（methane）或酒精、少量无机气体。这些气体分子具有大量非辐射的激发态（转动态和振动态）可以吸收很宽的能量区域内的光子，例如，甲烷可以吸收 7.9 eV～14.5 eV 的光子，正好覆盖 Ar 发射的光子的能量区域。少量多原子气体的猝灭作用能使丝室稳定工作在增益高达 10^6 倍的情况下。通常丝室的典型工作气体是 90% Ar + 10% CH_4（称为 P10 的混合气体）。另外，CO_2 和异丁烷（isobutane）也是常用的猝灭气体。此外还有采用三种混合气体的情况。

四、输出脉冲和感应信号

如前所述，雪崩过程的大部分电子是集中在阳极丝附近最后 1～2 个电离自由程中产生的，电子对于整个脉冲的贡献小于 1%，主要是正离子向阴极运动的贡献。设气体的放大倍数为 M，雪崩中产生的离子基本上同时离开阳极丝，外电路时间常数 $RC_0 \to \infty$，则产生的脉冲幅度表示为[8]

$$U(t) = -\frac{q}{C_0 V_0} Me\{\ln[e^{2\beta(t+t_0)} - 1] - \ln(e^{2\beta t_0} - 1)\} \qquad (4.3.8)$$

式中，$\beta = \dfrac{2q\pi k}{s^2} t_0 = \dfrac{1}{\beta} \ln \cosh \dfrac{\pi d}{2s}$，$k$ 为离子的迁移率，q 是阳极丝单位长度上的电荷。当 $t \ll 1/\beta = 10$ ns 时，上式可简化为

$$U(t) \approx - \frac{Meq}{C_0 V_0} \ln \frac{t + t_0}{t_0} \tag{4.3.9}$$

它与正比计数器的输出信号特征是一致的。计算表明最初 10 ns 内感应信号同随后 90 ns 内感应的信号一样大，而在 100 ns 后幅度缓慢增加。因此，在实验中为了使探测器获得高计数率能力，在读出电子学的输入端要使用微分成形网络。

另一方面，当正离子鞘朝阴极运动时，在阳极丝上感应出负脉冲，同时在周围其他电极上（包括阴极和周围的阳极丝）感应出正脉冲，正负感应电荷在数值上相等，而在时间上是同时产生的。实验显示阴极平面的感应正电荷有一定的分布，并且这个分布与气隙 L 有关。其半高宽度大约是 $2L$。两个阴极平面感应电荷量各有 30%，而相邻的阳极丝的电荷量大约有 40%。

感应电荷的分布有多种计算模型。一种近似的计算方法是认为在某一时刻电离产生的离子的空间分布是不随时间改变的，因此感应电荷的分布可以按照静电学中镜像法原理计算。设在空间某一位置（x_p，y_p，h）有一电量为 Q_e 的点电荷，它在阴极面上任一点（x，y）处的感应电荷密度 σ 近似为

$$\sigma = \frac{Q_e \cdot h}{2\pi[(x - x_p)^2 + (y - y_p)^2 + h^2]^{3/2}}$$

式中 h 相当于雪崩点到阴极面的垂直距离，则在阴极面上某一区域内的感应电荷量 Q 为

$$Q = \int_{x_1}^{x_2} \mathrm{d}x \int_{y_1}^{y_2} \frac{Q_e \cdot h}{2\pi[(x - x_p)^2 + (y - y_p)^2 + h^2]^{3/2}} \mathrm{d}y \tag{4.3.10}$$

上式表明感应电荷的大小与雪崩点的位置即入射粒子原初电离的位置（x_p，y_p）有着对应关系。如果适当选取阴极电极的形状，使得在一定区域内的电荷量正比于雪崩点至阴极面上投影的立体角，则通过测量感应电荷的分布就可以获得入射粒子的空间位置。图 4.3.8 给出了感应电荷分布的实验结果（图中黑点）和不同模型的计算结果[12]。

五、信号读出方法

逐丝读出方法　由于每个阳极平面的信号只给出一维坐标，两个正交的阳极

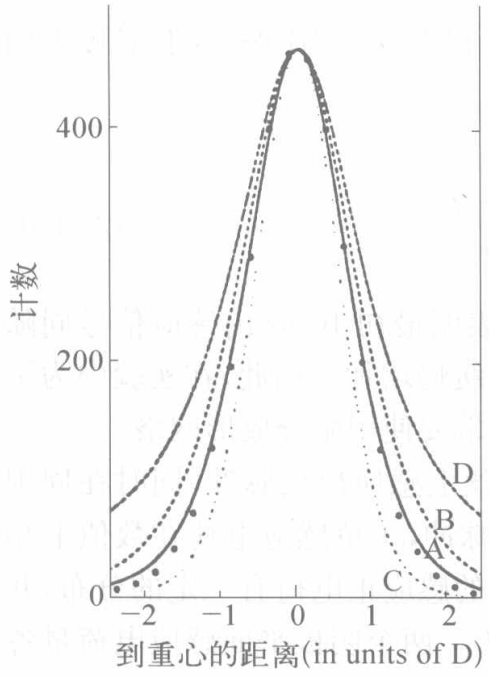


图 4.3.8　感应电荷分布的实验(图中黑点)和不同模型的计算结果[2,12]

平面才可给出(x, y)二维坐标。因此实际测量装置是由多个 MWPC 组成的“望远镜”系统或“描迹仪”系统。根据实验要求 MWPC 信号读出采用不同的读出方法,其中最基本的方法是逐丝信号读出方法。

图 4.3.9 是单根阳极丝信号读出的电子学原理图。MWPC 的阳极信号幅度较小,一般只有 mV 的数量级,因此要求使用高灵敏度和低噪声的放大器,同时还要很好地接地以及采取屏蔽和抗干扰措施。经过放大后的信号经甄别器后整形成标准的逻辑信号。为了适应事例判选的要求,该信号经过适当延迟进入门电路,由事例触发和逻辑系统提供门信号选择需要的事例,通过门的事例送入存储单元。最后由计算机读取丝室中全部丝的信息,并根据物理实验的要求所确定的每个阳极丝的编码和读出逻辑,给出击中位置和事例信息。单丝信号读出位置分辨率不高,取决于丝之间的距离。

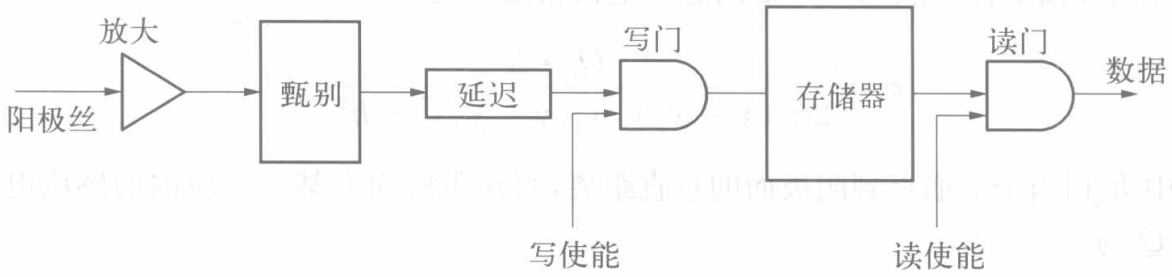


图 4.3.9　MWPC 读出电子学的基本原理

重心定位法[13]　采用感应电荷重心法可以使位置分辨率得到较大的提高。如图 4.3.1 所示,平面结构 MWPC 的阴极由相互垂直的两个方向(x 和 y 方向)条状电极组成。当带电粒子进入 MWPC 产生雪崩时,在阴极上将产生感应电荷,由于感应电荷的分布与原初电离位置有关,因此测量每个阴极条上的电荷量 Q_i,则感应电荷重心坐标为

$$x = \frac{\Sigma Q_i x_i}{\Sigma(Q_i)}, \quad y = \frac{\Sigma Q_i y_i}{\Sigma(Q_i)}$$

由此可以确定入射粒子的 x 和 y 坐标。多丝室感应电荷重心定位法的位置分

辨率(垂直于阳极丝方向)一般可达 100～200 μm。由于感应电荷分配到每个阴极上感应信号较小,对电荷放大器的灵敏度和信噪比要求较高,读出电子学比较复杂。

电荷分配法[14]　电荷分配法的原理(如图 4.3.10 所示)是:通过测量高阻阳极丝(电阻率 ρ)两端分别收集的电荷量来确定雪崩发生位置。设丝长为 L,雪崩到丝中心的距离为 x,当阳极丝上的电荷向阳极丝两端传播时,在丝两端分配的电荷分别为 Q_A 和 Q_B。丝的两端连接的电荷灵敏放大器输入阻抗分别为 Z_A 和 Z_B,则有关系式

$$\frac{Q_A}{Q_B} = \frac{(L/2 + x)\rho + Z_B}{(L/2 - x)\rho + Z_A}, \quad Q = Q_A + Q_B \tag{4.3.11}$$

电荷分配法的定位精度可达约 0.5 mm。

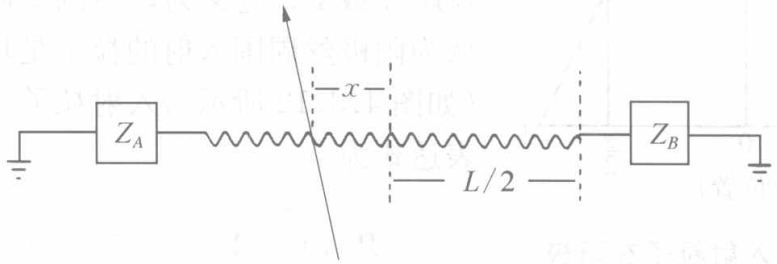


图 4.3.10　电荷分配法原理示意图

延迟线读出法[15]　是在许多实际应用中使用的一种简便的读出方法。其原理如图 4.3.11 所示,将每个丝上的信号通过电容耦合到专门的延迟线上。由于延迟线对信号传播的速度是确定的,测量信号经过延迟线的延迟时间就可以确定发生雪崩的位置。

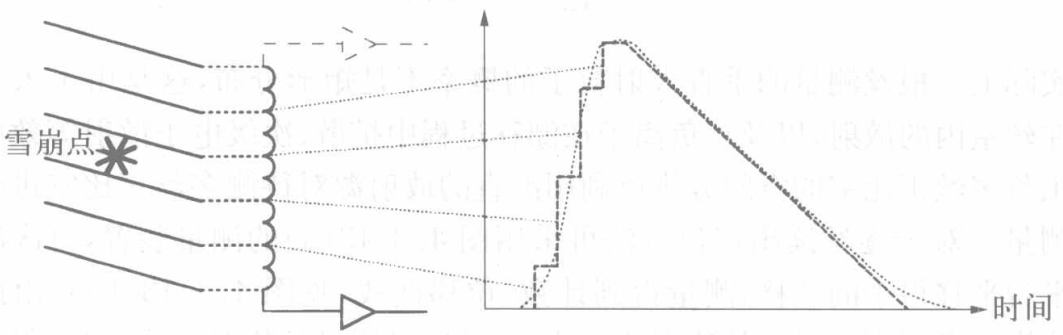


图 4.3.11　延迟线读出方法原理示意图

早期的延迟线多采用多圈线绕线结构,与信号丝之间的分布电容和电感较大,

对信号的频宽和时间响应较慢，使得经延迟线传播后脉冲上升时间变慢，影响了定时精度，一般用于小面积的 MWPC。近些年来采用专用延迟线芯片制作的延迟电路分布参数对信号传输的影响减小，使得延迟线读出法的定位精度得到较大的提高，也可以达到重心定位法的定位精度。由于受到信号传输时间的限制，在高计数率实验中，一般不采用该方法。

六、多丝正比室的性能

多丝室对入射粒子的定位精度用位置分辨来描述，它表示能够把两个粒子区分开的最小空间距离。实验上有不同的表述形式。

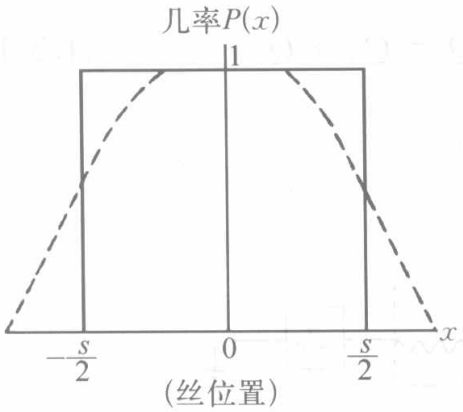


图 4.3.12　入射粒子在阳极丝附近的概率分布
实线为矩形分布，虚线为类高斯分布

对于逐丝读出定位方法，由于丝室对入射粒子的定位是由哪根丝有输出信号来决定的，对于正好在两根相邻丝中间入射的粒子将无法更精确地判定它们的位置，所以可以近似地把丝距 s 或 $s/2$ 定义为丝室的空间分辨率。如果认为阳极丝周围入射的粒子是均匀的矩形分布（如图 4.3.12 所示），入射粒子分布的概率 P 的表达式为

$$\begin{cases} P(x) = 1, & -\dfrac{s}{2} \leqslant x \leqslant +\dfrac{s}{2} \\ P(x) = 0, & x < -\dfrac{s}{2} \text{ 或 } x > +\dfrac{s}{2} \end{cases}$$

计算矩形分布的均方差 σ 为

$$\sigma_{\text{矩形}} = \pm \frac{s}{\sqrt{12}} = \pm \frac{s}{3.46} \approx \pm \frac{s}{3} \tag{4.3.12}$$

实际上一根丝测量的垂直入射粒子的概率不是矩形分布，这是由于入射带电粒子在丝室内的散射，以及正负离子在漂移过程中扩散、次级电子散射等效应的影响。正负多丝正比室的空间分辨可利用准直的放射源对待测多丝正比室进行位置扫描测量。对于逐丝读出定位方法可采用图 4.3.13(a)的测量装置，每次测量将测量平台平移很小的位移，测量得到计数-位移曲线（见图 4.3.13(b)），由此得到位置分辨为半高宽。对于其他定位方法，也是通过测量其位置分布，拟合得到位置分辨均方差 σ。

精确地测量探测器的空间分辨一般采用宇宙线或专门的束流进行。图4.3.13(c)

是早期建立的 CERN/300 MeV π 介子束流测试系统。用两个闪烁计数器和三个已知位置分辨的多丝室(室 1,室 3 和室 4)组成的望远镜系统可以精确地测量入射粒子的方向和触发时间。测量入射粒子径迹与待测室(室 2)中测得的空间坐标的残差,再由残差分布曲线(见图 4.3.13(d)),可得到待测丝室的位置分辨。

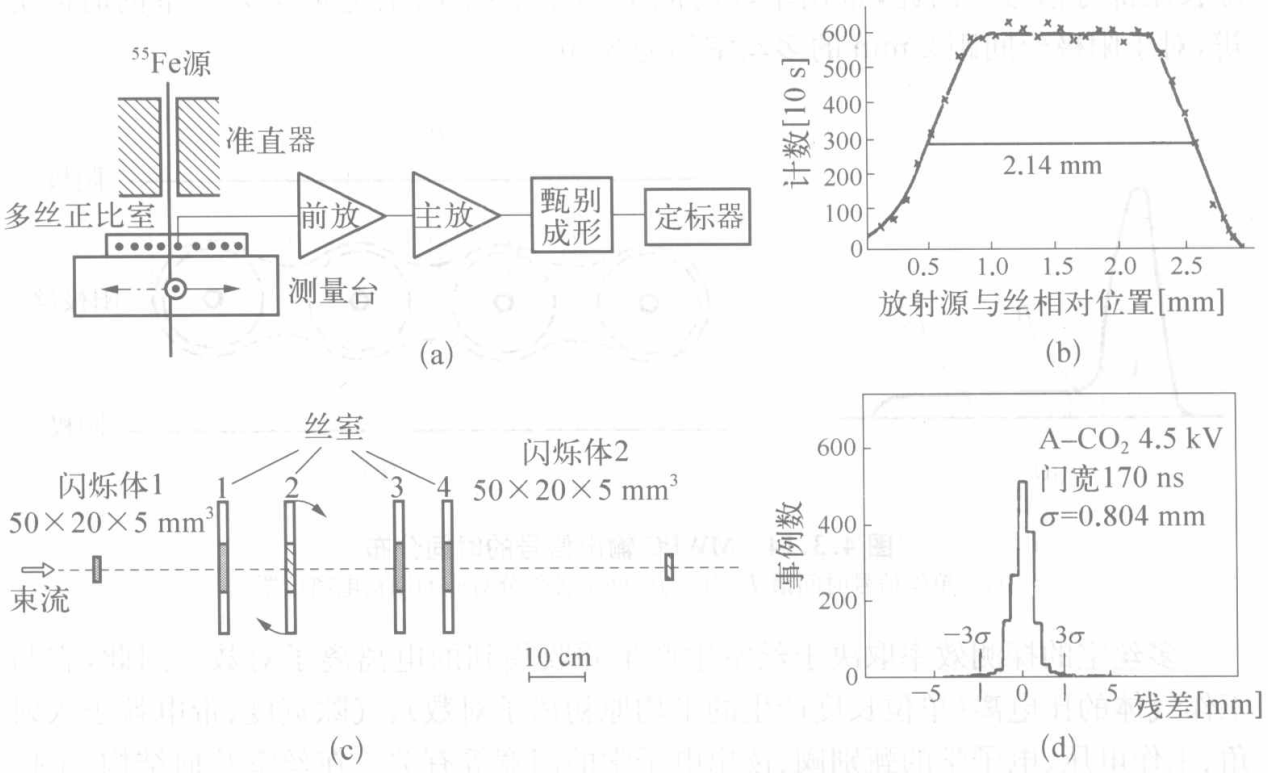


图 4.3.13　(a) 用准直放射源测量丝室(丝距 2 mm)的空间分辨率;(b) 丝室的计数-位移曲线;(c) 用束流测量丝室的空间分辨率;(d) 一种丝室定位性能的残差分布曲线

多丝正比室的时间分辨本领,是指它能把两个粒子区分开来的最小时间间隔,这个参数反映了多丝正比室时间分布特性。

从多丝正比室的工作原理我们知道,粒子进入多丝正比室后会与室内的介质发生相互作用产生电子和正离子。在电场的作用下电子向阳极丝漂移,进入雪崩区后就产生雪崩,雪崩产生的大量的电子和离子又分别向阳极和阴极运动,在阳极丝和阴极条上产生感应信号。这整个过程有一定的时间延迟,由于粒子可以在室内的不同区域产生初级电子,因此初级电子向雪崩区漂移的时间可以有很大的差别,而且即使是在同一处产生的原初离子对,由于扩散、散射等因素,它们的漂移时间也略有不同,这将引起延迟时间的涨落,并形成一定的时间分布。

图 4.3.14(a)是用宽束粒子测量的单根阳极丝输出信号的时间谱。时间谱中 A,B,C 三部分对应于原初电离产生在多丝室中的三个不同区域[见图 4.3.14

(b)]。在电场强的 A 区，电子很快被收集；在电场较弱的 B 区，电子收集较慢造成部分尾巴；而在 C 区的电子将先漂移到阳极丝附近然后进行气体放大过程，因而收集时间相当长，导致时间分布谱中的长尾巴。事实上，如果粒子通过 C 区，其原初电离必定会通过其他丝的 A 或 B 区。实验上可以用一个窄的时间接收门来消除长尾部分信号。因此，常用单丝时间谱 A 区的半高全宽定义为丝室的时间分辨，对于阳极丝间距 2 mm 的多丝室约为 30 ns。

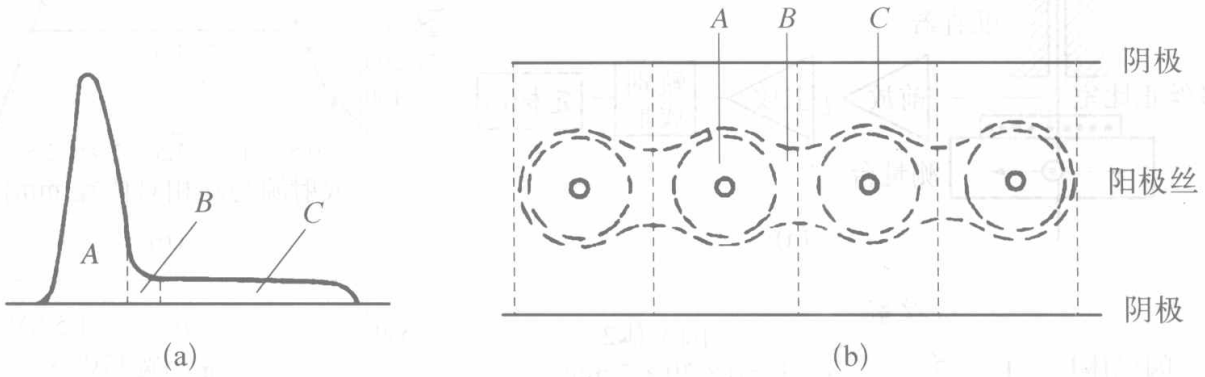


图 4.3.14　MWPC 输出信号的时间分布

(a) 单丝信号时间谱 I；(b) 与时间谱各部分对应的原初电离位置

多丝室的探测效率取决于丝室中产生并收集到的电离离子对数。因此，它与工作气体的比电离(单位长度产生的平均原初离子对数)、气隙宽度、带电粒子入射角、工作电压、电子学的甄别阈、读出电子学的门宽等有关。在丝室几何结构、工作气体和电子学门宽确定的情况下，丝室的效率取决于工作电压和甄别阈。类似于正比计数器，实验上通过测量高压-计数率坪曲线给出它的探测效率特性。典型的多丝室对于最小电离粒子的探测效率一般可达 99%。

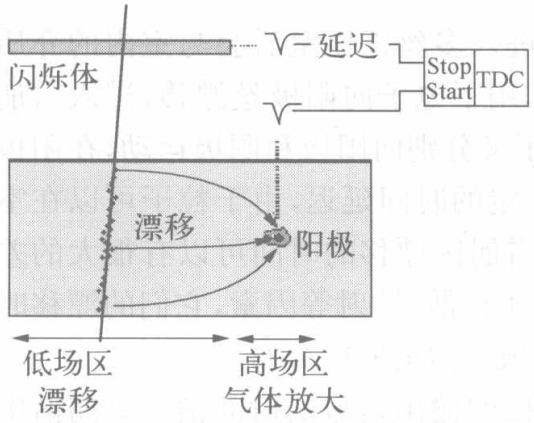


图 4.3.15　漂移室工作原理示意图

4.3.2　多丝漂移室

一、漂移室的测量原理

在多丝正比室出现的同时，恰帕克等人在实验中观测到多丝正比室输出信号的时间特性与原初电离位置之间有一定的关联，并指出通过测量电子在电场作用下的漂移时间可以获取入射粒子位置的信息。图 4.3.15 是漂移室工作原理示意图。设在 t_0 时刻(由闪烁探测器给出)带电粒子入射到漂移室中，

在 t 时刻阳极丝产生信号，已知电子的漂移速度为 V_D，则原初电子漂移到阳极丝的距离为

$$S = \int_{t_0}^{t} V_D(t)\mathrm{d}t \tag{4.3.13}$$

当漂移速度为常数时，上述关系式可写作 $S = V_D(t - t_0)$。因此，原初电离粒子的漂移时间和距离之间具有确定的线性关系是漂移室工作的物理基础。

二、漂移室的基本结构和电场分布

漂移室设计的关键问题是如何获得尽可能恒定的漂移速度。要使漂移速度保持不变，首先要构造适当的漂移室结构，使得内部电场分布尽可能均匀，同时要满足定位测量，要求每根阳极丝的漂移区要有明确的边界。

对于通常的多丝正比室结构，阳极丝之间的电场很不均匀，在阳极丝表面电场强度达到 10^5 V/cm，而在两个丝中间电场强度为零。瓦伦特(Walenta)等人建造了第一个实际运行的漂移室系统[16]。它的结构与 MWPC 相似，阴极面是等电位，不同的是阳极丝之间加一根较粗的电位丝用来消除阳极丝之间的零电场区，同时区分各个阳极丝的漂移区(见图 4.3.16(a))，这种结构的漂移室便于大面积制作，但是它的电场分布不是很均匀，在漂移单元的两端漂移速度变化较大。为了获得比较均匀的漂移电场必须保持室厚与丝距之比接近 1，所以室只能做得较厚，不利于多径迹分辨。采用工字形场结构的漂移室(见图 4.3.16(b))可以部分改进边缘电场分布，减小漂移速度的变化。可调制场结构的漂移室[17]，较好地解决了电场分布不均匀的问题。这种结构的漂移室中阳极两侧增加了两组平行的阴极丝(如图 4.3.16(c)所示)，每个阴极丝均匀地增加负高压，阳极丝保持为正高压，每个漂移单元边界上的两根场丝与相对应的阴极丝具有相等的电位，以保持在漂移单元中的大部分区域的漂移电场是均匀的。这种室厚度较小，典型值为：室厚 6 mm，丝距 50 mm。由于阴极平面不是等电位的，有些电力线将泄漏出去。为防止外界对漂移场的干扰，该漂移室还加有接地的屏蔽电极。由于漂移室信号丝较少，结构比 MWPC 简单，电子学路数少，并且具有造价低、定位精度较高等优点，是粒子物理实验中最常见的粒子径迹探测器。

三、漂移室的工作气体

为了使电子的漂移速度尽量保持恒定，除了要考虑电场分布对漂移速度的影响外，选择适当的漂移室工作气体，对于提高室的位置分辨也是非常重要的。

理论计算电子在不同气体中的漂移速度是非常复杂的，通常都根据一系列实验曲线来选择工作气体。图 4.3.17 和 4.3.18 分别给出了电子在氩-甲烷和氩-异

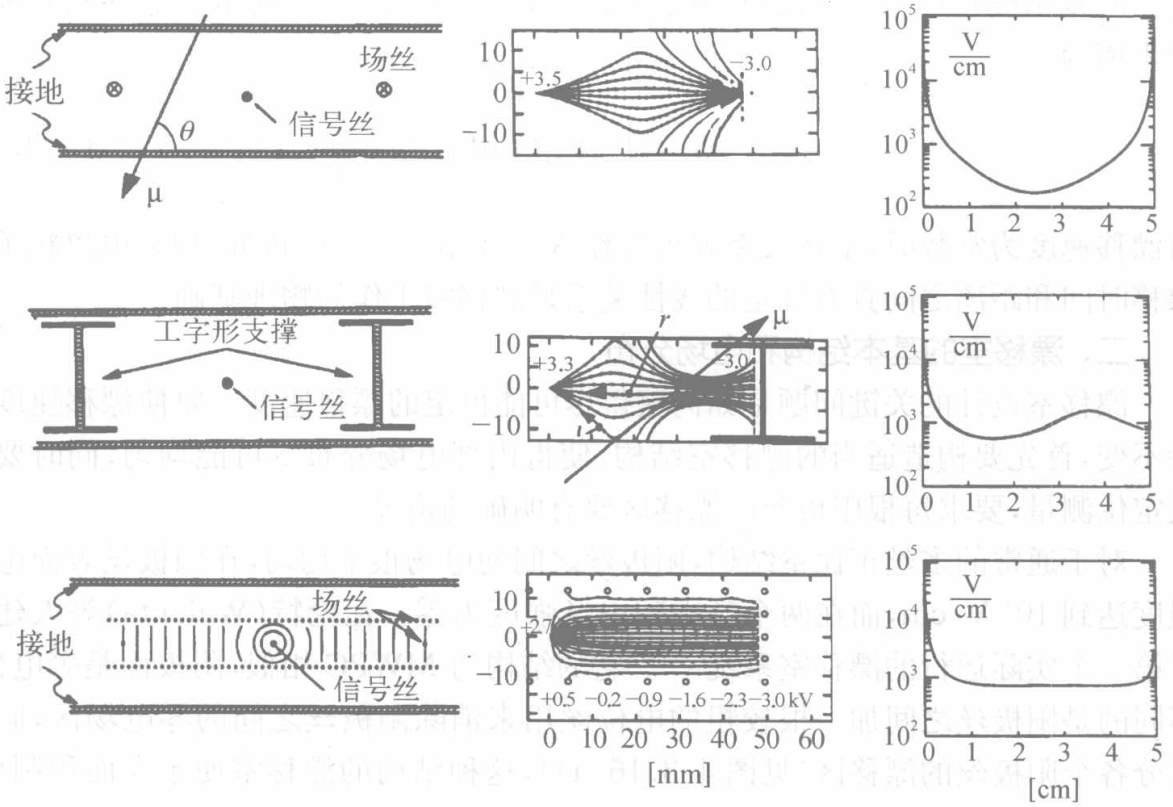


图 4.3.16　三种漂移室的结构，电场线分布和漂移速度分布

(a) 瓦伦特型漂移；(b) 工字形场结构的漂移室；(c) 可调电场漂移室

丁烷混合气体中的漂移速度[18]。对于氩-异丁烷混合气体，当异丁烷含量大于25%时，在很大的电场范围内漂移速度基本恒定，即到达饱和漂移速度～5 cm/μs。

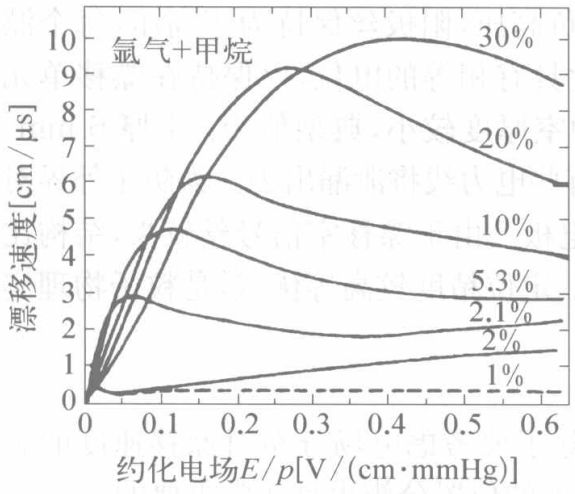


图 4.3.17　电子在氩气-甲烷混合气体中的漂移速度随约化电场的变化

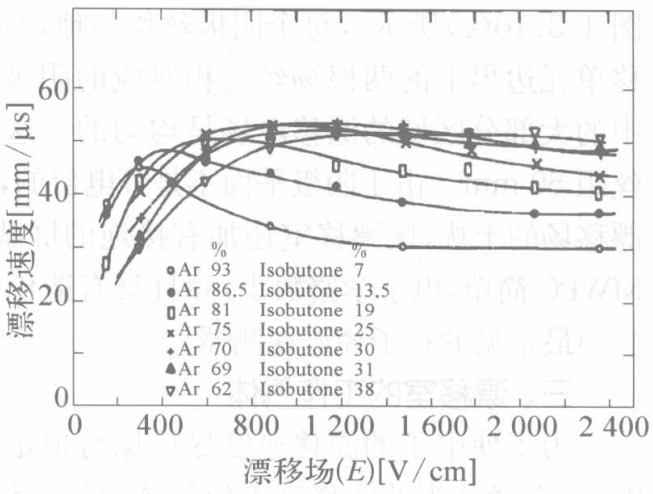


图 4.3.18　标准气压和温度下，电子在氩气-异丁烷混合气体中的漂移速度随电场的变化

实际上漂移室的工作气体的选择还要考虑下列几方面的因素：① 漂移速度 V_D 不能太小，其下限由事例重复频率和漂移室单元的最大漂移距离决定，它的最大漂移时间应小于事例的平均重复周期。同时，磁场造成的偏转角与漂移速度成正比，因此在满足漂移速度下限的条件下，V_D 也不应太大。② 在漂移室中由于时间测量误差所造成的位置测量的误差。③ 电子在漂移过程中扩散的影响。电子的扩散引起的位置的标准偏差为

$$\sigma_x = \frac{1}{\sqrt{n}}\sqrt{2Dt} = \frac{1}{\sqrt{n}}\sqrt{\frac{2DL}{V_D}} \tag{4.3.14}$$

式中，n 是原初电离离子对数；L 是电子漂移距离；E 是电场强度；D 是气体的扩散系数，在理想的条件下它与电场强度和温度之间的关系式为

$$eE\frac{D}{V_D} = kT \tag{4.3.15}$$

代入式(4.3.14)，有

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2kTL}{eE}} \tag{4.3.16}$$

可以看出温度越大偏差越大，因此通常选择扩散系数随温度变化尽量小的气体。④ 在一定的粒子动量识别范围内，选择电离能损(dE/dx)较大的气体。由于氙(Xe)和氪(Kr)的价格过贵，通常选用惰性气体氩(Ar)的混合气体作为漂移室的工作气体。

四、漂移室的左右分辨

由于漂移室中任何一个漂移单元内阳极丝左右两边的漂移区是对称的，当位置为 x_0 的阳极丝上测量得到漂移时间为 t 时，对应的入射粒子的位置可能有两种

$$x = x_0 + vt \text{ 或 } x = x_0 - vt$$

这种现象称为定位的左右模糊问题。因此任何一种结构的漂移室，必须要考虑左右分辨问题，常用的解决方法如下：

(1) 双丝法和三丝法　双丝法是用两根彼此绝缘的阳极丝代替原来的一根阳极丝。用左、右丝信号的有无来区别粒子入射的左、右。这样“模糊区”可以减小到双丝丝距的 1/2。这种方法的一个主要缺点是当气体淬灭不完全时，气体雪崩放大中产生的次级光子可能引起误差。三丝法是用三根丝代替原来的一根阳极丝，即在两根阳极丝之间再加上一根粗的屏蔽丝，丝上加有负电压使两根丝互相屏蔽，同时屏蔽丝和阳极丝间的吸引力还可克服两根阳极丝之间的静电斥力。这种办法的电稳定性好，适合做较大的漂移室，但在阳极丝周围仍有一定的“模糊区”。

(2) 双漂移室法和三漂移室法　双漂移室法是将两个相同的漂移室叠在一起但彼此错开半个单元宽度 D[见图 4.3.19(a)]。设电子在漂移室中的最大漂移时间为 T(与最大漂移距离 D 相对应),X_i 是在第一个室中第 i 根阳极丝的坐标,入射径迹的初始电离电子在室 1 和室 2 中的漂移时间分别为 t_1 和 t_2,则入射粒子径迹的坐标可写为

$$X = X_i + \xi, \quad \xi = \frac{D}{2}\left(1 + \frac{t_1 - t_2}{T}\right) \tag{4.3.17}$$

由室 1 和室 2 中的漂移时间之差$(t_1 - t_2)$即可确定 ξ,从而确定坐标 X。

三丝漂移室法是将三个相同的漂移室组合在一起[图 4.3.19(b)],中间的漂移室相对于另外两个室错开半个单元。设一带电径迹在 t_0 时刻穿过漂移室,它的初始电离电子在三个室中的漂移时间分别为:$t_1 - t_0$,$t_2 - t_0$ 和 $t_3 - t_0$。若在三个室中电子的漂移速度相等,计算可得

$$t_2 - t_0 = \frac{1}{2}T - \frac{1}{4}[(t_1 - t_2) + (t_3 - t_2)] \tag{4.3.18}$$

相对于基准时间 t_0 测定 $t_1 - t_2$ 和 $t_3 - t_2$,就可以唯一确定入射粒子的位置。

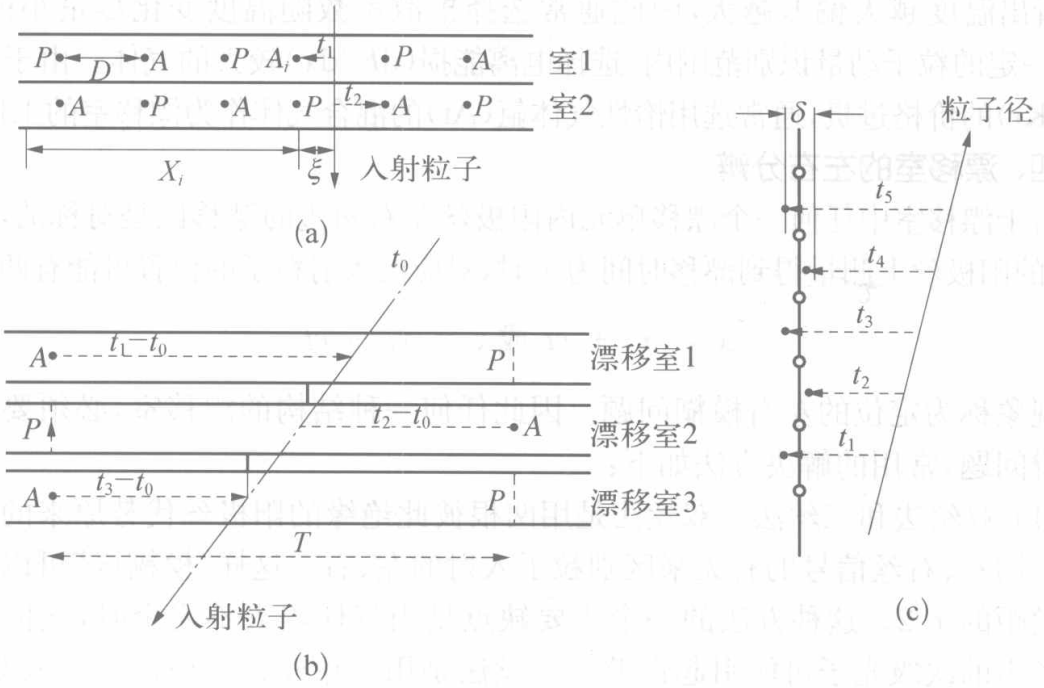


图 4.3.19　(a) 双漂移室法的示意图;(b) 三漂移室法的示意图;(c) 阳极丝错位法示意图

(3) 阳极丝错位法　在圆柱形漂移室中往往将相邻层的阳极丝交替错开 2δ

的距离[如图 4.3.19(c)所示]，通常取 δ 为漂移室定位的均方根偏差。测得径迹对相邻三根丝(或多根丝)的漂移时间 t_1，t_2 和 t_3，即可由 $(t_1+t_3)/2-t_2$ 的正、负来进行左右分辨。

(4) 感应脉冲法　当探测器工作在正比模式下时，雪崩放大过程产生的感应电荷在阳极丝周围的分布是不对称的，与初始电离位置有关，使得阳极丝两侧的相邻阳极、阴极或电位丝上感应脉冲幅度不同，由此可以用来判别入射粒子的左右位置。

五、漂移室的基本性能

位置分辨率是反映漂移室性能的主要指标。影响漂移室位置分辨率的因素有下列几个方面：① 漂移时间测量的不稳定性，包括束流宽度的影响、时间零点的晃动、电子学的时间晃动等；② 原初电离电子在漂移过程中扩散的影响；③ 沿入射径迹电离团大小和多次散射的影响：电离径迹的固有宽度，特别是 δ 电子的影响。

漂移室中电离过程的涨落和扩散对位置分辨的影响是不可避免的。此外，工作电场强度、环境温度、气体成分、机械位置的精度和外加磁场等都对空间分辨有影响，要进行必要的监测和修正。空间分辨率一般可表示为

$$\sigma^2 = \sigma^2_{\text{电离}} + \sigma^2_{\text{扩散}} + \sigma^2_{\text{电子学}} \tag{4.3.19}$$

实验上通过测量漂移室中入射粒子定位误差分布曲线的标准偏差 σ 来确定。图 4.3.20 是实验测得的漂移室中位置分辨与漂移距离的关系曲线。图中虚线标明了上面提到的各种效应的贡献。

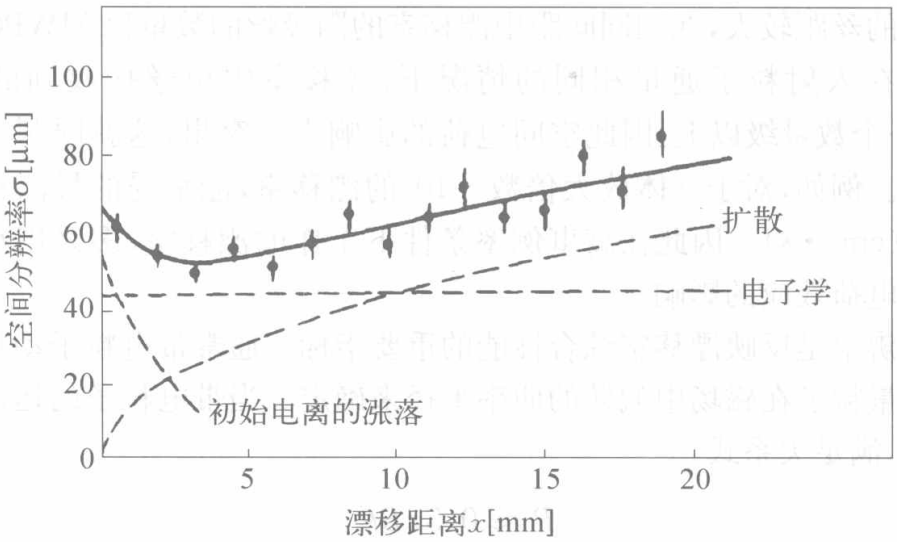


图 4.3.20　实验测得的漂移室中位置分辨与漂移距离的关系曲线[2]

由于漂移室工作时的环境温度、工作电压、气体成分变化，以及外电磁场的干扰等，漂移速度不是不变的，测量数据存在一定的统计涨落。一般是通过实验给出

位置-时间关系曲线。

双径迹分辨是指漂移室对同时入射的两个以上的粒子的分辨能力，常用能够区分开的两个径迹的最小距离来描述。对于小单元室，每次触发每个单元的电子学系统只接受一个信号，双径迹分辨主要取决于漂移长度，典型值～10 mm。对于漂移区域较大的室，往往要配用能够测量多次击中信号的电子学系统，这种系统一次触发可测量几个不同时刻到达灵敏丝的信号，此时双径迹分辨主要取决于漂移室中初始电离电子漂移时间的分散。显然对垂直入射的粒子双径迹分辨要好于斜射的粒子双径迹分辨。

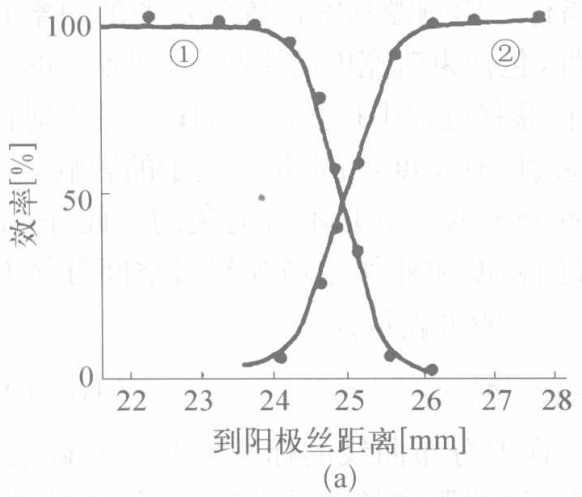


图 4.3.21　在漂移单元边界处探测效率的分布
① 左漂移单元；② 右漂移单元

漂移室的探测效率与所加的工作电压、所使用的工作气体、入射粒子的位置和角度、电子学门宽、计数率的大小以及电子学的甄别阈有关。与 MWPC 相似，在坪区漂移室对最小电离粒子的探测效率一般都大于 99%。但是在漂移单元边界处探测效率有所降低，这是因为在电位丝附近电场较弱，部分原初电离电子不能漂移到阳极丝附近，导致信号幅度降低，探测效率下降(见图 4.3.21)。

漂移室的最高计数率同样受到空间电荷效应的限制。与 MWPC 相比漂移室的阳极丝的丝距较大，在相同间距中漂移室的阳极丝的数量比 MWPC 少一个数量级以上。在入射粒子通量相同的情况下，漂移室中单丝接收到的粒子数比 MWPC 大一个数量级以上，因此空间电荷的影响十分突出，这就限制了漂移室的最高计数率。例如，对于气体放大倍数～10^5 的漂移室，能承受的最高粒子通量一般为～$10^5/(\mathrm{cm}^2 \cdot \mathrm{s})$。因此在高事例率条件下工作的漂移室，多采用小单元结构以减小空间电荷效应的影响。

动量分辨率是反映漂移室综合性能的重要指标。通常带电粒子动量的测量方法是通过测量粒子在磁场中偏转的曲率半径来确定。当带电粒子的运动方向与磁场强度垂直，满足关系式

$$P \approx 0.3zB\rho \tag{4.3.20}$$

式中动量 P 的单位是 GeV/c，电荷数 z 以电子电荷为单位，磁场强度 B 以 T 为单位，粒子偏转的曲率半径 ρ 以 m 为单位。要精确测定带电粒子在磁场中的径迹和曲率半径必须要了解电场和磁场共同作用下的电子运动规律。

通常漂移室的外磁场方向与丝方向平行，且与漂移电场方向垂直，即

$$\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}=0,\quad \boldsymbol{E}=(E_x,0,0),\quad \boldsymbol{B}=(0,0,B_z)$$

由公式(4.1.26)，计算得到电子的漂移速度为

$$\left.\begin{aligned} V_x &= \frac{\mu}{1+(\omega\tau)^2}E_x=\frac{\mu}{1+(\omega\tau)^2}\mid\boldsymbol{E}\mid \\ V_y &= -\frac{\mu}{1+(\omega\tau)^2}\frac{\omega\tau}{B_z}E_xB_z=-\frac{\mu}{1+(\omega\tau)^2}\omega\tau\mid\boldsymbol{E}\mid \\ W_z &= 0 \end{aligned}\right\} \tag{4.3.21}$$

并且洛伦兹角 $\tan\alpha_L=\dfrac{V_y}{V_x}=\omega\tau$，即电子漂移方向和电场方向之间的夹角。

图 4.3.22 给出了两种特殊情况下漂移室中电子的漂移路径：① 当没有磁场作用时，即 $\omega\tau=0$，电子漂移方向与电离径迹成直角，此时径迹上各部分的电子都以最短的时间到达灵敏丝，因而漂移时间的涨落小，定位精度高；② 当灵敏丝平面与粒子径迹平行且 $\omega\tau=1$ 时（$\alpha_L=45^\circ$），电子漂移径迹增加，导致漂移时间的均方偏差也增加。因此，为了精确测定空间坐标希望 $\omega\tau$ 尽可能小，然而，要精确测量动量又希望磁场 B 越大越好。通常在磁场一定的情况下，漂移室一般选择低迁移率的气体，或者增加气体的密度来减小洛伦兹角，也可以将丝平面按洛伦兹角倾斜[如图 4.3.22③]，使得电子的漂移方向尽量与径迹垂直，可以减小电子漂移时间的统计涨落。

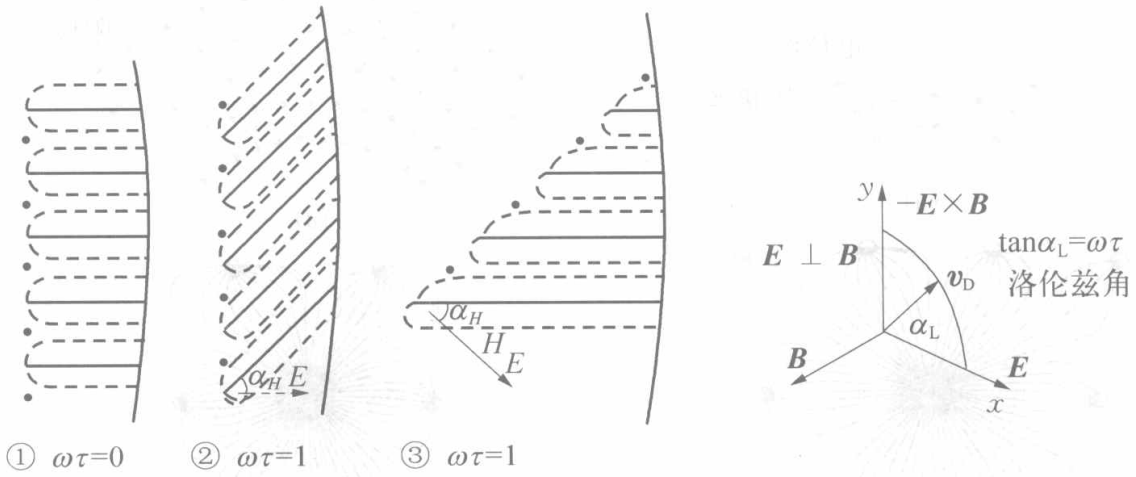


图 4.3.22　磁场中的 Lorentz 角和漂移室中电子的漂移路径[18]

动量分辨率除了漂移室的位置分辨的贡献外，还要考虑多次库仑散射的影响。通常多次散射的贡献对动量高的粒子影响较小，而在低动量区(动量小于 0.5 GeV/c 的区域)，多次散射的贡献将成为动量分辨率的主导因素，在设计漂移室时，要考虑减小多次

库仑散射对带电粒子的动量分辨的影响。例如，采用以 He 气体为主的工作气体和镀金 Al 丝等，使室内等效物质层厚度大大减小，从而降低多次库仑散射对动量分辨的影响。

六、漂移室的应用

漂移室从构型上可分为平板型和圆柱型，平板型漂移室与多丝正比室的外形类似，主要用于固定靶实验和作为 μ 子探测器。圆柱型漂移室是高能物理实验中常采用的构型，如安装在粒子对撞顶点附近作为“顶点探测器”，或安装在相对较远的位置作为带电粒子径迹测量的“主漂移室”。图 4.3.23 为圆柱型漂移室结构的端面示意图。全部丝沿轴向（通常为 Z 方向，即磁场方向）。每个漂移单元有中心阳极丝和 8 根场丝组成。这种丝结构的漂移单元一般是梯形（见图 4.3.24），也可采用较简单的六边形的结构（见图 4.3.25）。这些结构中，每个漂移单元重复分配在整个室体内。当一些漂移单元中的电场分布不是很均匀时，会导致漂移时间和漂移距离的关系与入射粒子径迹的方向有关，在漂移室运行中需要进行仔细校正。

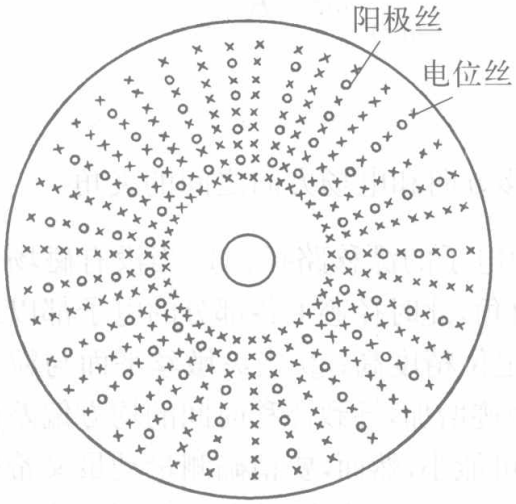


图 4.3.23　圆柱型漂移室结构的端面示意图

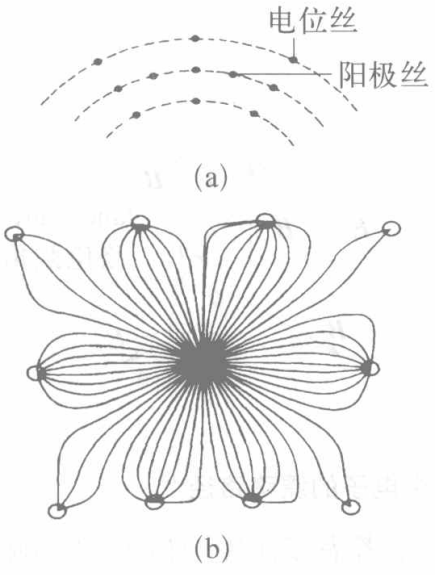


图 4.3.24　(a) 漂移室的闭合单元结构；(b) 电场分布

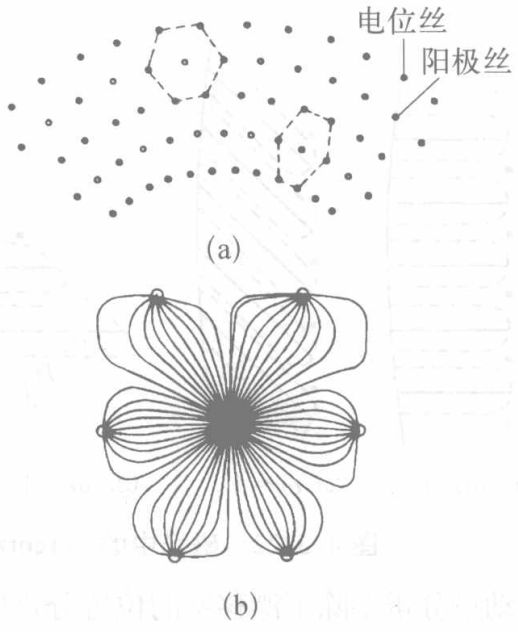
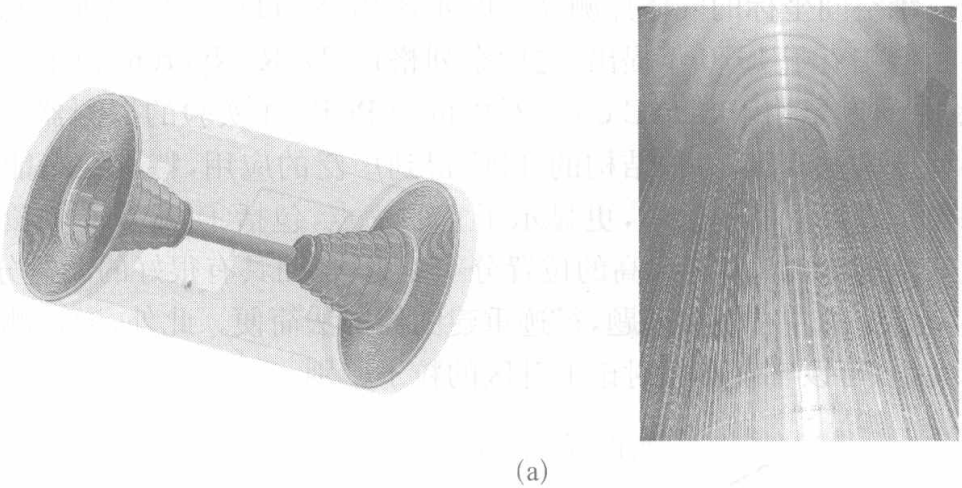
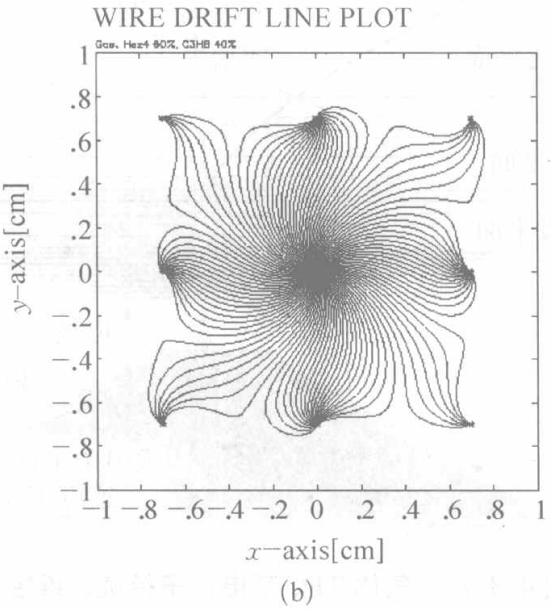


图 4.3.25　(a) 漂移室的六边形单元结构；(b) 电场分布

图 4.3.26(a)是 BESⅢ探测器[①]漂移室的结构示意图。其内半径为 63 mm，外半径为810 mm，长为 2 582 mm。它由多个漂移小单元构成，每个漂移单元中，信号丝(25 μm镀金钨丝)在中心位置，四周有 8 根(或 9 根)场丝(110 μm 镀金铝丝)，接近于方格分布，共有 6 796 根信号丝和 21 884 场丝。工作气体采用 60%He + 40%C_3H_8，以尽可能地减少多次散射的影响。这样的结构提供了尽可能均匀的电场分布(见图4.3.26(b))和较准确的漂移时间与漂移距离之间的线性关系。其单丝测量的位置精度可以好于 150 μm，对动量为 1 GeV/c 的带电粒子的测量，其动量分辨率可达到 0.5%左右。



(a)



(b)

图 4.3.26　(a) BESⅢ漂移室的结构；(b) 漂移单元场分布[19]

① 北京正负电子对撞机上的 *BES*Ⅲ谱仪是我国研制的大型粒子探测装置，其主要的物理目标为 τ-粲能区带电粒子产生和衰变的精确测量。*BES*Ⅲ的主漂移室(*MDC*)是 *BES*Ⅲ的主要子探测器之一，要求能够精确测量从相互作用点产生的带电粒子动量和方向，为带电粒子的鉴别提供足够好的能量损失(dE/dx)测量。

4.3.3 时间投影室

一、时间投影室的测量原理

时间投影室(Time Projection Chamber,简称 TPC)是在漂移室和多丝正比室的基础上发展起来的一种高分辨粒子径迹探测器。它通过测量原初电子的漂移时间来确定在垂直于阳极丝平面内的位置(Z 坐标);用信号丝地址和感应信号方法定出粒子在灵敏丝上的位置(丝平面内的 x,y 坐标),两者结合在一起,构成一个能够测量三维空间坐标的气体探测器。图 4.3.27 是 TPC 定位原理示意图。这个设想最早由恰帕克于 1970 年提出,之后奈列格仁(D. R. Nygren)提出了时间投影室的概念,并研制了用于 SLAC e^+e^- 对撞机的 PEP-4 实验的探测器。随着气体探测器各种技术的成熟,各种结构的 TPC 得到广泛的应用,特别在高能重离子碰撞及末态粒子高多重性实验中,更显示了它的优点,包括① 几乎能够覆盖全立体角并给出三维坐标;② 具有很高的位置分辨能力,从而具有很好的动量分辨;③ 不存在漂移室定位的左右模糊问题,径迹重建图像方法简便。此外,通过测量电离能损信号的大小,可以实现在相对论上升区的粒子鉴别。

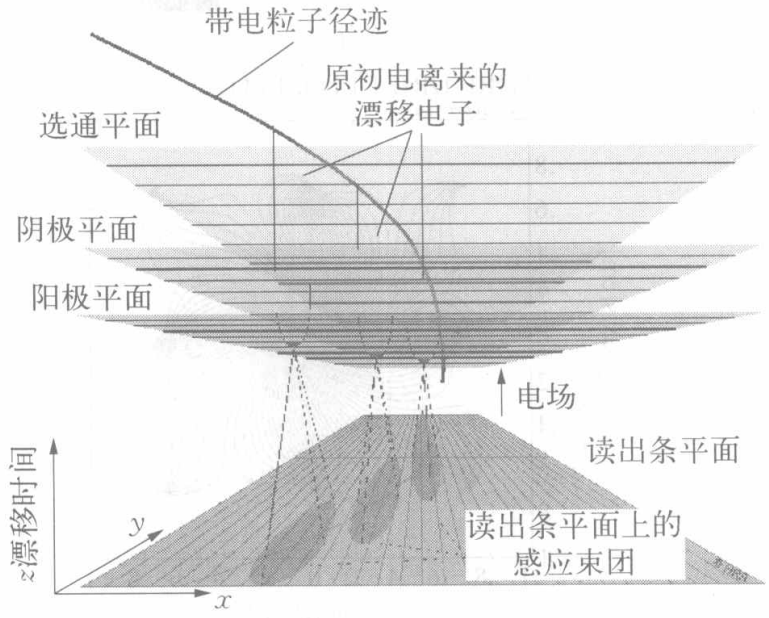


图 4.3.27 气体 TPC 带电粒子径迹三维定位原理

二、时间投影室的结构

TPC 的结构主要包含三部分:中心高压面(HV plane)、筒部场电极(Field Cage)和端部多丝室。整体上可以看作是一种圆柱形结构的漂移室,中心高压面和筒部场电极构成线性漂移区,并由分压电阻提供具有一定梯度的电位。图 4.3.28

是一种典型的气体 TPC 结构示意图，其圆柱直径为 2 m，圆柱长度为 2 m，圆柱中央的电极加负高压，并将漂移区分割为左右对称的两半，两侧的漂移距离各为1 m。工作气体为 P10 气体（Ar 和 CH_4 的混合气体），电子的漂移速度约为5 cm/μs。信号读出丝室是由栅丝平面、中间阴极平面、阳极丝平面（包括灵敏丝和场丝）及阴极读出电极构成。每个端面分为 6 个扇区，每个扇区的阳极丝彼此平行并与半径方向垂直，并作为 dE/dx 的取样信号丝。阳极丝下面有阴极感应条（或 Pad），用以读出感应信号，从而给出沿阳极丝方向的坐标。

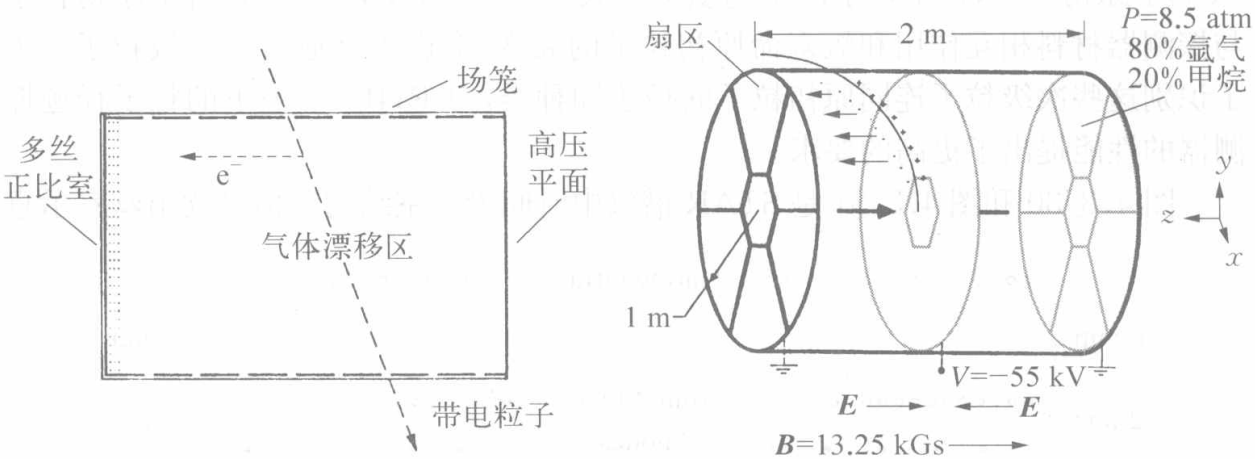


图 4.3.28　TPC 结构和工作原理示意图[20]

由于 TPC 具有很大范围的漂移空间，在 TPC 工作中保持内部电场的整体均匀性和稳定性是非常重要的。多丝室气体放大过程产生大量的正离子向阴极漂移，其中大部分被阴极栅丝平面收集，小部分到达漂移区，形成“离子反馈”现象，并形成空间电荷，并导致局部电场分布不均匀。为了抑制离子反馈，TPC 读出丝室增加了一个栅丝平面，通过控制栅丝之间的电位形成两种电场线分布：开门状态和关门状态（见图4.3.29）。当 TPC 工作在开门状态时，电子和离子可以自由通过栅丝平面，而在关门状态离子反馈被栅丝平面阻止，因此栅丝平面又称为 gating grid。它的作用不仅可以减少漂移区的空间电荷，同时可以控制来自漂移区的电子，这对于在高亮度对撞物理实验中压制背景事例和提高探测器寿命是有益的。

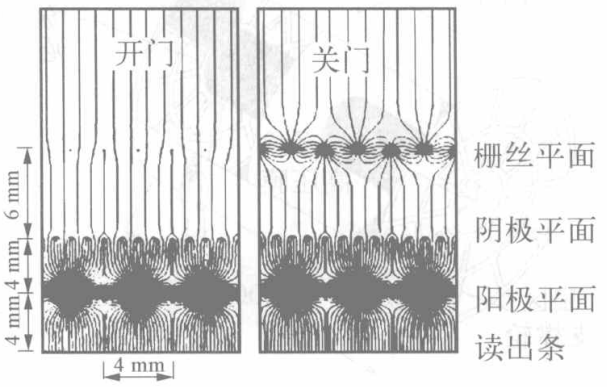


图 4.3.29　TPC/MWPC 两种工作状态电场线分布图[21]

三、时间投影室的应用实例：STAR－TPC[22]

在实际应用中，由于TPC灵敏体积可以覆盖几乎全部立体角，并且具有很好的三维坐标定位能力和径迹分辨能力，因此在粒子物理实验中得到越来越多的应用，特别在相对论重离子实验中更显示出它的优点。

位于美国布鲁克海汶国家实验室的相对论重离子对撞机(RHIC)，它是目前正在运行的能量最高的重离子加速器(质心能量可达到每核子200 GeV)，每次碰撞产生大量的末态带电粒子，例如，金核-金核碰撞能在单位赝快度区间产生超过1 000个原初粒子，每个粒子的平均横动量大约为500 MeV/c，同时由于原初粒子与探测器材料相互作用和短寿命原初粒子的衰变，会产生高通量的次级粒子。为了识别这些次级粒子连同原初粒子的径迹和种类，对RHIC环境下的粒子径迹探测器的性能提出了更高的要求。

图4.3.30和图4.3.31是STAR谱仪中时间投影室结构和信号读出丝室示意图。它的长度为4.2 m，直径为4 m，工作气体采用10% CH_4 + 90% Ar，气体压强略大于一个大气压。内部场强约为135 V/cm。信号读出系统是基于带有读出Pad的多丝正比室(MWPC)，分为12个扇区，每个扇区又分为内扇区和外扇区，内外扇区pad大小分别为2.85 mm×11.5 mm和6.02 mm×19.5 mm，共有136 608个读出条Pad。丝室最外平面是栅极丝面，与丝室接地丝面距离为6 mm。当事件需要记录的时候，这个栅极被打开，所有的丝都被偏置同样的电

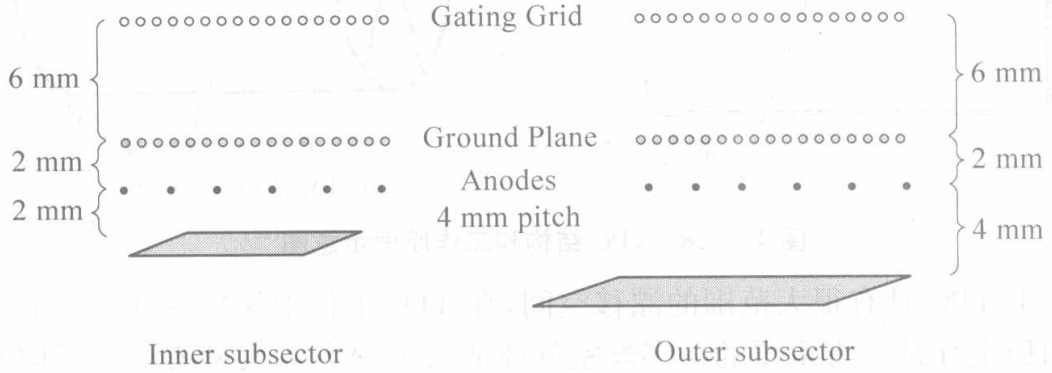


图4.3.30　STAR/TPC结构和读出丝室示意图

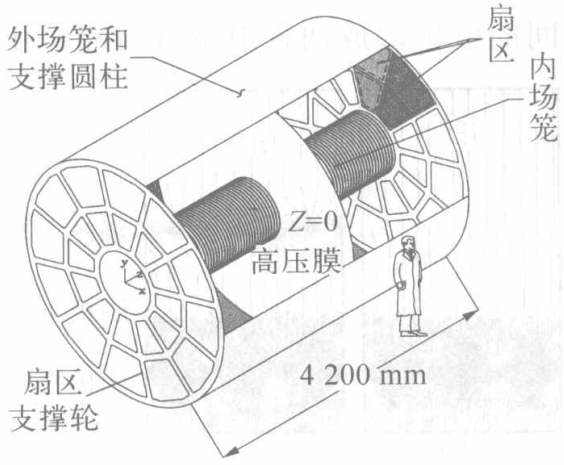


图4.3.31　STAR谱仪中时间投影室结构和信号读出丝室示意图

势(典型值为110 V),其他时间是关闭的,关闭时相邻丝的电压交替为 + / − 75 V。为了防止漂移电子丢失和对原始信号的影响,栅极的驱动电压在时间和幅度上必须有很好的配合。门栅丝平面建立了 TPC 漂移室底部的电场边界条件,为了保证均匀的漂移场,在门栅平面的电势应该和圆柱场的电势在相交点处匹配。整个 TPC 的接收度覆盖 ±1.8 个赝快度区间,放置在一个磁场强度为 0.5 T 的螺线管磁铁内。

实际测量中,通过寻找沿着径迹的电离团簇的空间坐标来确定原初粒子穿过 TPC 的径迹。每个次级电子团簇的 X, Y 坐标可以用三个 pad 的电荷重心确定,而 Z 坐标是通过测量次级电子团簇从原初位置漂移到端盖阳极丝的时间(乘上平均漂移速度)来决定的。团簇之间的漂移时间差必须足够大。如果两条径迹靠得足够近,那么电离团簇将发生重叠。在 200 GeV 的 Au - Au 对心碰撞中,大约 30%的电离团簇是重叠的。这些重叠的电离团簇仅仅用来寻迹,不能用来确定 $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ 大小。由于电场和磁场均匀度及粒子多重数的限制,径迹重建精度为毫米量级。图 4.3.32 是 STAR/TPC 重建的粒子径迹图像。通过径迹重建可以反推回到原初顶点,STAR/TPC 的顶点分辨可以达到 350 μm。在顶点分辨很好的情况下不仅可以改善动量分辨,同时次级顶点也能很好地与原初顶点分开,重离子碰撞中产生的许多奇异粒子可以用这种方法鉴别。除径迹重建鉴别粒子外,还可以利用低动量带电粒子的电离能损($\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$)测量,STAR/TPC 可鉴别的粒子动量范围是 100 MeV/c～1 GeV/c(见图 4.3.33)。

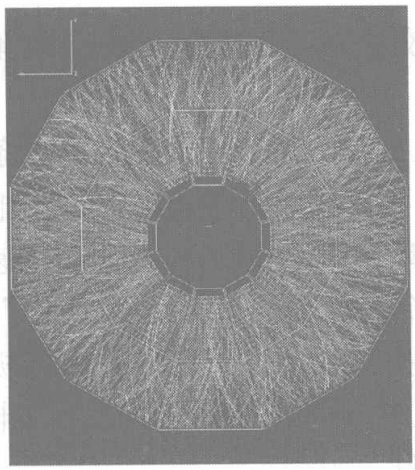


图 4.3.32　STAR/TPC 重建的径迹图像(Au + Au, 200 GeV)

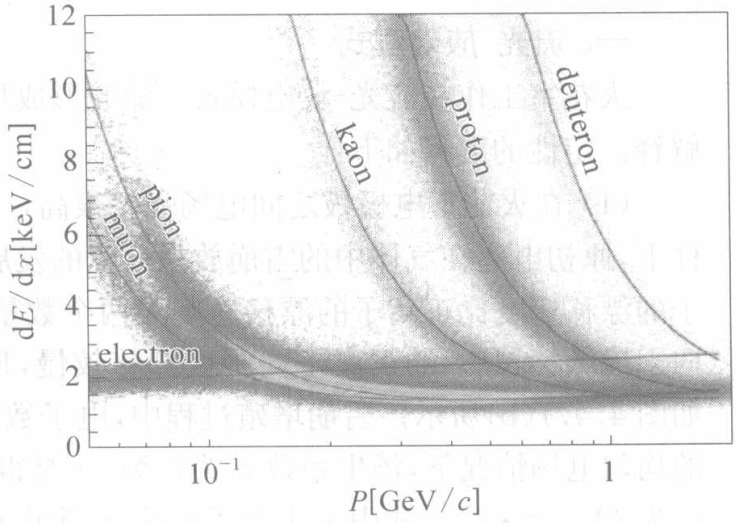


图 4.3.33　不同粒子的能损随横动量变化(磁场 0.25 T)

4.4 平行板电极型气体探测器

平行板电极结构的火花室是早期高能物理实验中一种很重要的探测器。1962年在美国布鲁克海汶国家实验室，利用火花室第一次证明了 ν_e 和 ν_μ 是两种不同的中微子。这种气体探测器的优点是结构简单，时间分辨和空间分辨较好，但是它的计数率能力有限，照片的测量分析很慢，多径迹测量效率低，因此很快被多丝室和漂移室取代。另一方面，由于丝结构的气体探测器的电场强度分布反比于阳极丝半径，对于这种结构探测器，原初电离必须漂移进入阳极丝附近才能产生气体雪崩放大，因而引起较大的漂移时间晃动，限制了气体探测器的时间分辨。为了减小漂移时间晃动，根本的方法是使气体探测器内部具有足够高的均匀电场，使得对于所有位置的原初电离，雪崩放大能够立即开始，在此情况下，探测器的本征时间分辨主要由雪崩放大过程的统计涨落决定。

本节将介绍几种具有代表性的平板电极探测器，包括：火花室（Spark Counter），平行板室（PPC），电阻板室（RPC）和多气隙电阻板室（MRPC）。

4.4.1 火花室和平行板室

一、流光-放电模式[23,24]

火花室工作在流光-放电模式。流光形成机制比较复杂，至今没有详细的理论解释。定性的解释如下：

（1）在火花室电极板之间电场强度很高，一般为 10～20 kV/cm。在强电场条件下，原初电离在气体中的雪崩放大过程的发展很快，并且放大倍数很大。由于电子的漂移速度比正离子的漂移速度大两个数量级，在增殖过程中产生的电子迅速向阳极漂移，剩下的正离子向阴极漂移较慢，形成一个锥体分布，称为“雪崩锥”。如图 4.4.1(b)所示。雪崩增殖过程中，电子数目近似按指数增加。在平行板电极的均匀电场情况下，汤生系数 α 为常数，于是得到单电子产生的雪崩电子云的总电荷为 $Q = \varepsilon \cdot e^{\alpha d}$，式中 ε 为电子电荷，d 为电极板间距。

（2）当一次雪崩中的电子数达到 10^8 时，雪崩发展的速度将减慢。这是由于在雪崩头部的电子云和尾部的正离子云之间形成的空间电场可部分抵消电极板之间

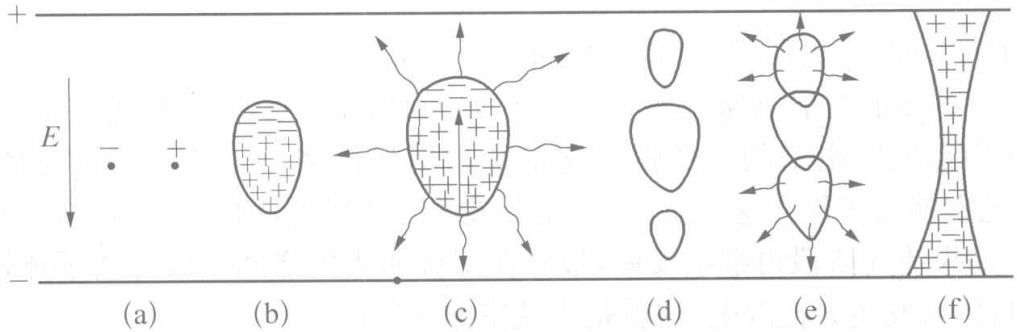


图 4.4.1　流光-火花形成过程示意图

(a) 电子和正离子的产生；(b) 雪崩形成的“锥体”；(c) 雪崩发展到临界大小时，各向同性地放射出光子；(d) 雪崩的头部和尾部附近，光电子发展成新的雪崩；(e) 流光形成；(f) 火花-放电形成

的外电场。“雪崩锥”内空间电场的大小和方向可以这样考虑：假定电子云分布在半径为 r 的球体内，正离子也聚集在球体内，电子和正离子向相反方向的运动形成偶极场，电场强度可近似表示为

$$E_r = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r^2} = \frac{\varepsilon \cdot e^{\alpha d}}{4\pi\varepsilon_0 r^2} \tag{4.4.1}$$

在雪崩的内部，空间电荷形成的偶极场方向与外加电场方向相反，两者相互抵消，使总电场强度降低；在“雪崩锥”的头部和尾部，偶极场方向与外加电场方向相同，两者相互加强，使总电场强度增高；在雪崩附近的其他方向，偶极场方向也与外加电场方向相反，使总电场强度降低。图 4.4.2为空间电荷偶极场的示意图。由于空间电荷偶极场效应使雪崩头部附近的电场强度增加，电子向阳极漂移的速度从 10^7 cm/s增加到 10^8 cm/s(也可以看作电子云向阳极漂移的速度)。

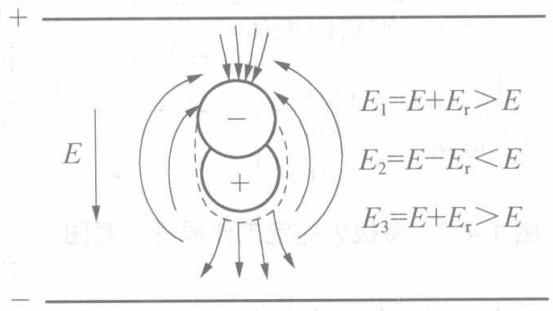


图 4.4.2　在雪崩中空间电荷形成的偶极场

当 $E_r = E$ 时，在雪崩内部偶极场和外加电场完全相互抵消，在中心部位出现总电场强度为零的区域。这时电子和正离子复合的概率大大地增加。设 $E = 20$ kV/cm，要满足电子数目 $n = 10^8$ 和 $E_r = E$ 的条件，由式(4.4.1)估算 $\alpha d \approx 20$，$r \approx 0.3$ mm。

(3) 电子和正离子复合过程将产生大量的光子，光子又通过电离过程产生光电子。由于空间电荷偶极场效应，只有在初始雪崩的头部和尾部附近，这些光电子才能产生新的雪崩。而且由于总电场强度增高，新的雪崩比初始雪崩发展更快。在其他部位，由于偶极场效应使外加电场减弱，光电子不能形成新的雪崩。上述过程继续发展，在初始雪崩头部和阳极之间的方向上，形成一串新的雪崩。在尾部和

阴极之间的方向上，也形成一串新的雪崩（见图 4.4.1(c)，(d)）。

(4) 这些新的雪崩迅速地发展到 $E = E_r$ 的临界大小，从雪崩内放出光子。由这样一串雪崩发射出来的光的强度比单个雪崩强得多，形成“流光”（见图 4.4.1(e)），流光室就是工作在这一阶段，流光形成的时间很短，约为 10 ns 数量级。

(5) 如果流光阶段再继续发展，最后在阳极和阴极之间形成等离子体通道（见图 4.4.1(f)），发生火花放电，这就是火花室的工作区。

二、火花室的结构和性能

火花室通常由多个平板金属电极构成，高压脉冲直接加在电极上。在电极间的气隙中充入混合工作气体。当有带电粒子穿过气隙时，在气体中产生原初电离。原初电离产生的电子在电场加速作用下发生雪崩（见图 4.4.3）。当雪崩中电子的数目达到 10^8 时，将会产生大量的流光，进而在电极板间形成等离子体通道，放电并产生火花。同时，快速增长的阳极电流通过电阻产生一个快速的电压信号。这种工作在流光放电模式的火花室的输出信号很大，不需要前端电子学的进一步放大，避免了电子学的时间晃动，单次触发的时间分辨可以达到 1 ns。由于整个电极板同时放电，这种金属电极的火花室面积通常限制在几个 cm^2 的量级。因为随着电极面积的增大，放电电流也随之增大，有可能损伤电极的表面；同时电极板重新充电的时间较长，使得探测器的死时间较大（为几个 ms），限制了计数率能力。

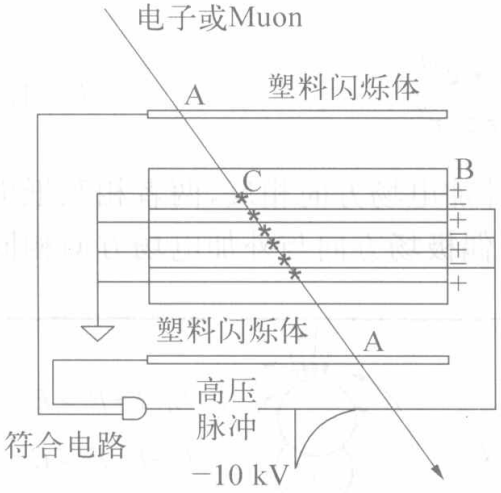


图 4.4.3　多板火花室工作原理示意图

为了克服这种火花室的缺点，人们不断改进并研制了一种新的火花室- Pestov 火花室[25]。Pestov 火花室首次采用电阻板（约为 $10^9\ \Omega \cdot cm$）制作阳极和具有良好光子吸收能力的工作气体（如：C_4H_{10}）。当带电粒子穿过火花室在气隙中产生流光放电时，在电阻板电极上产生瞬时压降，导致间隙内的电场强度急剧下降，使得放电终止。采用电阻板电极不仅使得火花放电也被局限在较小的区域内（见图 4.4.4），即其他区域仍然对入射粒子灵敏，而且因为放电仅发生在局部，火花中的能量也大大降低，有利于制造大面积的探测器。

图 4.4.5 是 Pestov 火花室工作原理示意图。它的时间分辨性能很好，可以达到 25 ps，探测效率约为 96%，计数率能力也能满足大多数粒子探测的要求。但是，由于 Pestov 火花室的气隙宽度仅有 0.1 mm，工作电场约为 500 kV/cm，这就要求

电极的表面非常光滑，同时为了得到好的探测效率，Pestov 火花室必须工作在很高气压状态下（例如 12 bar）。

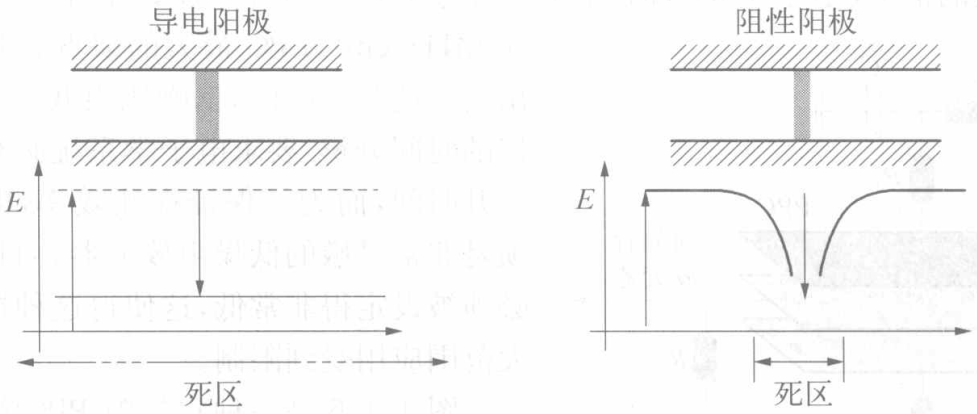


图 4.4.4　火花室中，两种电极的电场变化示意图

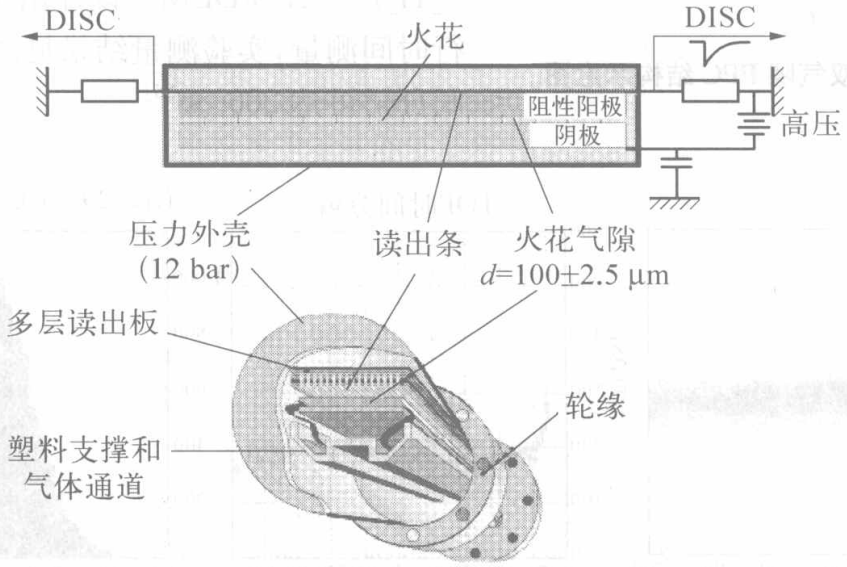


图 4.4.5　Pestov 火花室结构[26]

三、平行板室的特性

通常在雪崩模式下的气体探测器的时间分辨要好于工作在流光模式的气体探测器。因为工作在流光放电模式的平板电极气体探测器，一个重要特点是原初电离-流光放电具有明显的时间延迟，这个时间的统计涨落决定了探测器的本征时间分辨。

平行板室（Parallel Plate Chamber，PPC）是工作在雪崩模式下的气体探测器[27]。气体增益为 $10^3 \sim 10^4$。它具有与火花室类似的结构，使用金属或金属化的陶瓷、塑料材料制作的电极，电极间的气隙为 0.5～2 mm，气隙的精度通常为 5～10 μm。电极的表面通常要进行精心的打磨，平整度要求小于 10 μm，以便在气隙

中形成均匀的电场。在工作中，在气隙中形成 2～6 kV/mm 的工作电场，使得在有效区域内的原初电离能够马上进行雪崩放大。雪崩中电子的运动在电极上感应出非常快的信号(小于 1 ns)，时间分辨约为 100～250 ps，计数率能力可以达到 10 MHz/cm^2。PPC 最大的缺点就是它的输出信号约为 100 fC，信噪比很低。为了得到好的时间分辨，要求电子学系统必须有快的上升时间，而为了保证探测效率，电子学必须是非常灵敏的低噪声放大器，而且阈值也必须被设定得非常低，这使得这种探测器的大范围应用受到限制。

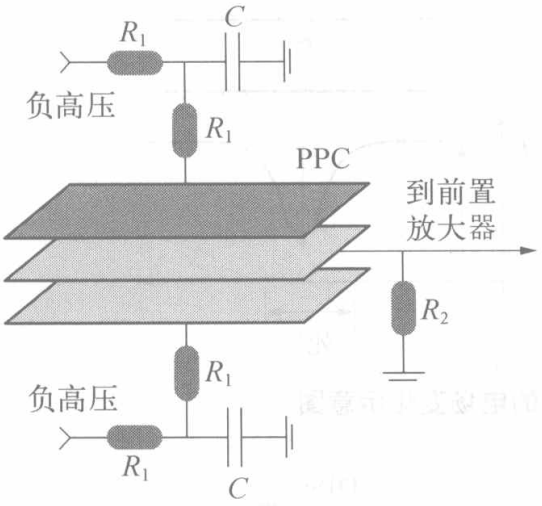


图 4.4.6　双气隙 PPC 结构示意图

图 4.4.6 是一种双气隙 PPC 结构示意图。气隙宽度为 0.6 mm，工作气体为 $C_2H_2F_4$ + 25%DEM。设计用于带电粒子飞行时间测量，实验测量结果见图 4.4.7，其时间分辨可达 200 ps[28]。

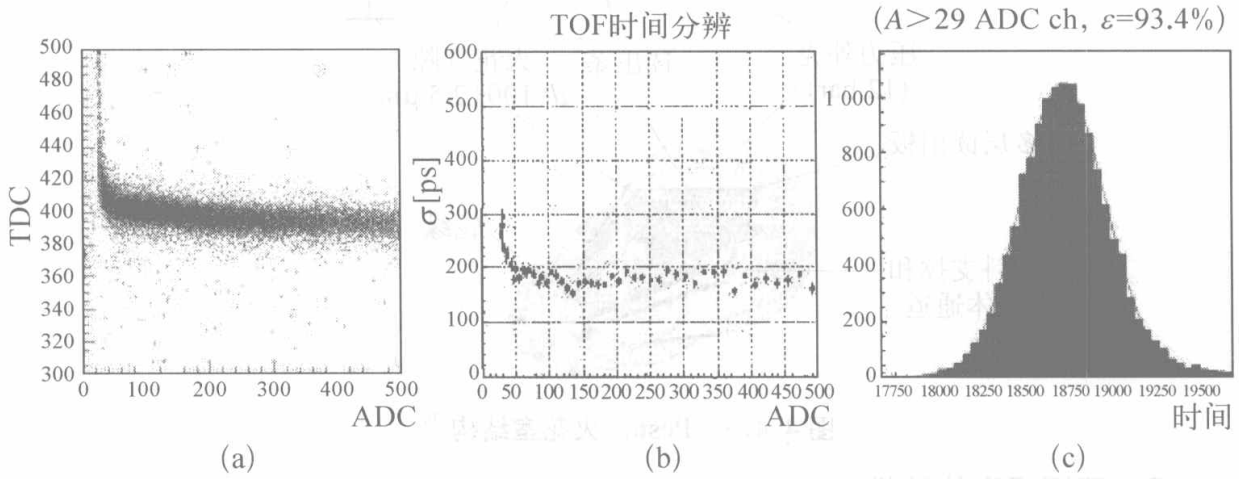


图 4.4.7　(a) 测量的时间-幅度原始数据；(b) 不同幅度的时间分辨；(c) 时间分布谱

4.4.2　电阻板室和多气隙电阻板

一、电阻板室的信号感应

当带电粒子穿过电阻板室(Resistive Plate Chamber，简称 RPC)的时候，在室的气隙中产生一连串原初电离，并形成多个电子簇团(electron cluster)，这些电子簇团在电场的作用下向阳极板漂移并发生雪崩放大，假设在雪崩的过程中簇不发

生显著的变形，即每个簇团始终可以视为电量为 Q 的点电荷。这些簇团在漂移过程中同时在电极板上产生感应电荷可以依据广义拉莫(Ramo)定理和权场理论定量描述[29~31]。图 4.4.8 是 RPC 电荷感应模型。

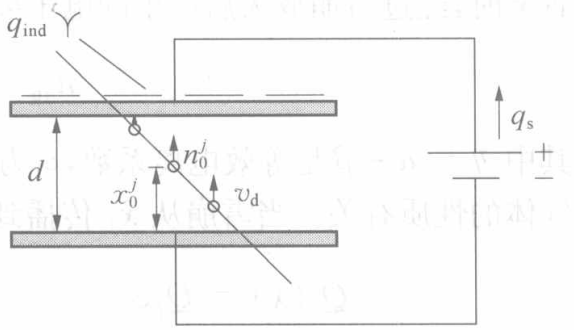


图 4.4.8　RPC 电荷感应模型

按照拉莫(Ramo)定理，点电荷 Q 在多电极、电场强度为 E 的探测器内运动，电荷在某一个读出电极上感应出的电流信号可以表达为

$$i(t) = -\int_{-\infty}^{t} Q(x(\tau))\boldsymbol{\Phi}_{\mathrm{W}}(x(t-\tau), t-\tau) \cdot \boldsymbol{v}_{\mathrm{d}}(x(\tau))\mathrm{d}\tau \tag{4.4.2}$$

其中 $x = x(t)$ 是电荷 Q 在探测器内的运动方程，$\boldsymbol{v}_{\mathrm{d}}(x)$是电荷 Q 在电场$E(x)$中的漂移速度，$\boldsymbol{\Phi}_{\mathrm{W}}(x, t)$是探测器有效区域内的权场(weighting field)，它可用以下方法计算：将高压移去，在感兴趣的电极板上加一个单位 δ 的电压脉冲，而其他电极板接地，可分解为：$\boldsymbol{\Phi}_{\mathrm{W}}(x, t) = \boldsymbol{\Phi}(x)\delta(t)$。$\boldsymbol{\Phi}(x)$是在感兴趣的电极板上加一个单位电压，而其他电极板接地时的探测器内的电场分布。由于 RPC 具有平行板电极，因此可以假设

$$\boldsymbol{E}(x) = \boldsymbol{E}_0 = \text{常矢量};\quad \boldsymbol{v}_{\mathrm{d}}(x) = \boldsymbol{v}_{\mathrm{d}} = \text{常矢量}$$

电荷的运动方程可以写成：$x = v_{\mathrm{d}}t + x_0$，且 $\boldsymbol{\Phi}_{\mathrm{W}}$ 与 $\boldsymbol{v}_{\mathrm{d}}$ 平行。

考虑到一般情况，设电阻板室有 n 个气隙，包括 $n+1$ 个平行板电极。气隙的宽度是 d，电极的厚度是 s，介电常数是 ε_{r}，在阳极上加单位电压，阴极接地，则气隙中的电场即为权场 Φ，设电极中的电场为 Φ'，由高斯定理可知：$\Phi = \varepsilon_{\mathrm{r}}\Phi'$。由电压降 $n\Phi d + (n+1)\Phi' s = 1$，可得

$$\Phi = \frac{1}{d}\frac{\varepsilon_{\mathrm{r}} d/s}{n\varepsilon_{\mathrm{r}} d/s + (n+1)} \tag{4.4.3}$$

或

$$\Phi = \frac{\Delta V_{\mathrm{W}}}{d},\quad \Delta V_{\mathrm{W}} = \frac{\varepsilon_{\mathrm{r}} d/s}{n\varepsilon_{\mathrm{r}} d/s + (n+1)} \approx \frac{1}{n} \tag{4.4.4}$$

将 $\boldsymbol{\Phi}_{\mathrm{W}}(t) = \delta(t)\boldsymbol{\Phi}$ 代入式(4.4.2)可得

$$i(t) = -Q(x)\boldsymbol{\Phi} \cdot \boldsymbol{v}_{\mathrm{d}} = Q(x)\Delta V_{\mathrm{W}}\frac{v_{\mathrm{d}}}{d} \tag{4.4.5}$$

如果雪崩放大过程符合指数增长规律，则当第 j 簇电子在电磁场中漂移到位置 x 时，经过雪崩放大后产生的电子离子对的对数为

$$n_{jp} = n_j e^{\eta(x-x_j)} \tag{4.4.6}$$

其中 $\eta = \alpha - \beta$ 是等效电离系数，α 为汤生系数，β 为吸附系数，η 同所加的高压和气体的性质有关。当雪崩从 x_j 传播到 x 时，产生的自由电子的电荷为

$$Q_e(x) = Q_j e^{\eta(x-x_j)}, \quad Q_j = q_e n_j \ (q_e \text{ 为电子电荷})$$

对于第 j 次原初电离，电流表达式为

$$i(t) = \Delta V_W \frac{v_d}{d} Q_j e^{\eta(x-x_j)} = \Delta V_W \frac{v_d}{d} Q_j e^{\eta v_d t} \tag{4.4.7}$$

积分后可得电极板上收集到的总电荷

$$q_{ind}^j = \int_0^{(d-x_j)/v_d} i(t)\mathrm{d}t = \frac{q_e}{\eta d}\Delta V_W n_j [e^{\eta(d-x_j)} - 1] \tag{4.4.8}$$

假设粒子总共发生了 n_{cl} 次原初电离，则收集到的总信号为

$$q_{ind} = \frac{q_e}{\eta d}\Delta V_W \sum_{j=1}^{n_{cl}} n_j [e^{\eta(d-x_j)} - 1] \tag{4.4.9}$$

利用上述计算模型和公式，可以对 RPC 性能进行模拟计算。图 4.4.9 给出了几种不同结构的 RPC 模型和计算的 ΔV_W 因子，图 4.4.10 是模拟得到的电荷谱的谱形。

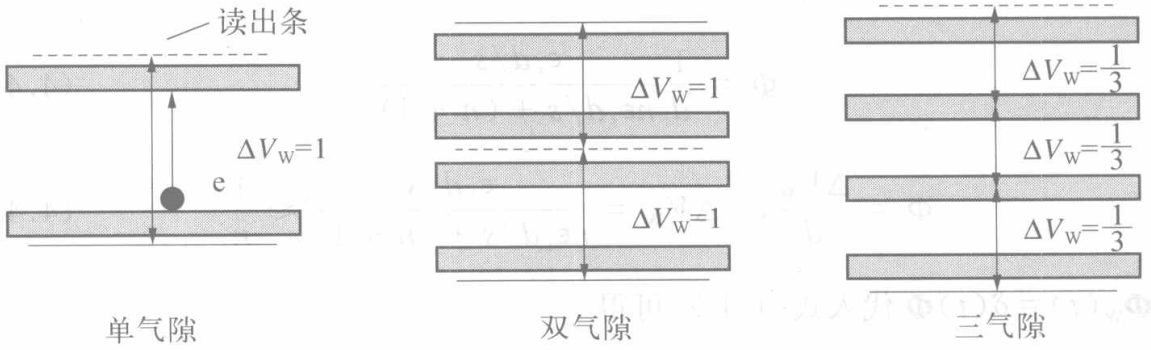


图 4.4.9　单气隙，双气隙以及多气隙 RPC 的 ΔV_W 因子[32]

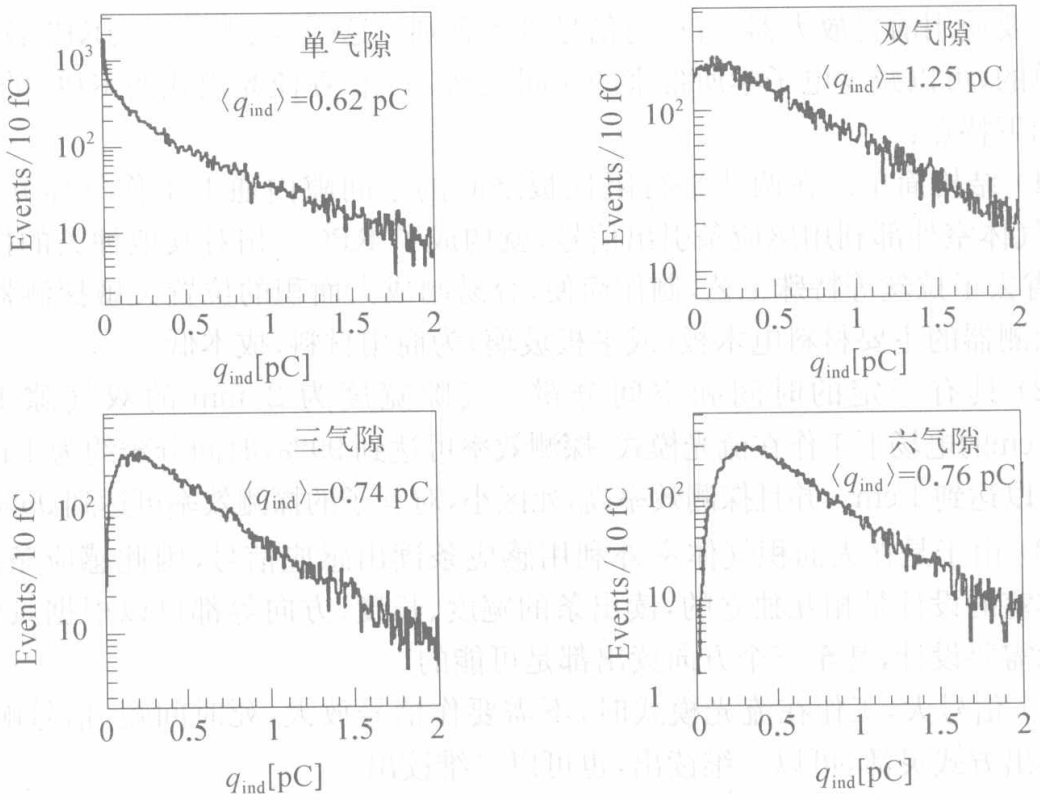


图 4.4.10　单气隙，双气隙以及多气隙 RPC 的电荷谱形[32]

二、电阻板室的结构和性能

与 PPC 和平板火花室相比，单个气隙的电阻板室（简称 RPC）在结构上至少有一个电极是由电阻板制作的（见图 4.4.11），通常采用酚醛树脂板表面覆盖三聚氰胺的薄层（或平板玻璃）材料，气隙宽度一般为 2 mm。工作气体与 RPC 的工作模式有关。由于电阻板电极可以抑制流光信号，因而 RPC 可以工作在更高的气体增益下，甚至也可以工作在流光模式下。因为流光的信号非常大（可达几百毫伏），可

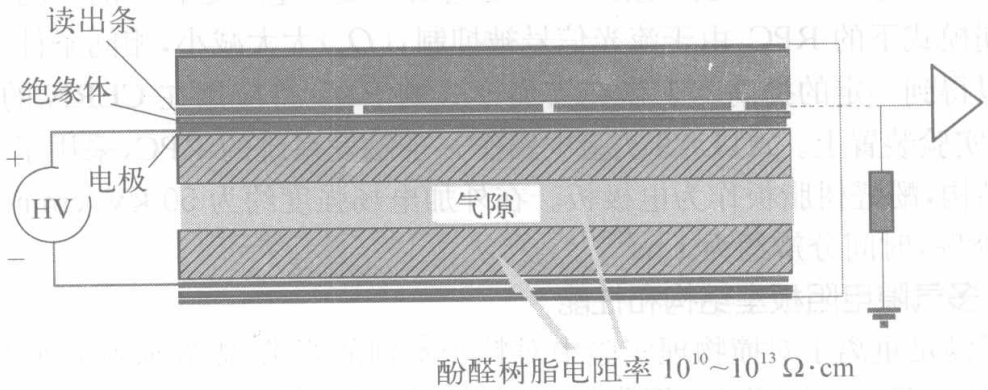


图 4.4.11　RPC 结构示意图

以不需要使用前置放大器，直接对信号进行甄别。这样，流光模式的RPC读出是非常简单的，可以减少电子学所带来的时间晃动。工作在流光模式的 RPC 的探测性能有如下特点：

(1) 结构简单。在两块平行阻性板之间的小间隙内通上工作气体并加上高压，在气体室外部利用感应条引出信号，就构成了 RPC。相对其他种类的探测器，RPC 省去了拉丝等特殊工艺，制作简便，容易制成大面积的位置灵敏探测器，而且制作探测器的主要材料电木板(或平板玻璃)为商用材料，成本低。

(2) 具有一定的时间和空间分辨。气隙宽度为 2 mm 的双气隙 RPC 在 40 kV/cm的电场下工作在流光模式，探测效率可达到 99%，时间分辨约为 1 ns，位置分辨可以达到 1 cm。并且探测效率高，死区小，对 μ 子的探测效率可达到 95%以上。

(3) 由于是在大面积气体室外利用感应条读出感应信号，因此感应条的设计和气体室的设计是相互独立的，读出条的宽度、长度、方向等都可以根据具体实验的实际需要设计，甚至三个方向读出都是可能的。

(4) 信号大，工作在流光模式时，不需要作信号放大，死时间短，信号响应快。信号读出方式灵活，可以一维读出，也可以二维读出。

这些特性使得 RPC 非常适合作为高能物理实验中 μ 子触发计数器。工作在流光模式下的单气隙和双气隙的 RPC 到目前为止已经在 CERN 的 L3，KEK 的 BELLE 等实验中作为 μ 子探测器得到应用。

流光模式下 RPC 计数率能力受到限制，一般为几百 Hz/cm^2。电阻板室的计数率主要由电阻板的体电阻率 ρ 决定。在高计数率的情况下，流过板的总电流导致电阻板局部产生压降，使得气体倍增降低。由静电学模型可估算压降 V_d 为

$$V_d = 2\langle Q_e \rangle rs\rho$$

其中 r 是计数率/cm^2，ρ 是体电阻率，s 是电极厚度，$\langle Q_e \rangle$ 是收集的平均电荷。工作在雪崩模式下的 RPC，由于流光信号被抑制，$\langle Q_e \rangle$ 大大减小，相同条件下计数率能力可以得到一定的提高。工作在雪崩模式的 RPC 将应用在 CERN 的 ATLAS 和 CMS 实验装置上。ATLAS 实验中用作 μ 子触发系统的 RPC，采用了 2 mm 的单气隙结构，酚醛树脂板作为电极板。在外加电场强度约为 50 kV/cm 时，探测效率大于 98%，时间分辨约为 1 ns[33]。

三、多气隙电阻板室结构和性能

为了满足重离子对撞物理实验中对粒子鉴别的要求，需要研制新型的高分辨的飞行时间(Time-of-Flight，简称 TOF)探测器，CERN 的 ALICE/TOF 组借鉴平行板电极 RPC 的优点，首先提出了多气隙结构的电阻板室(Multi-gap Resistive

Plate Chambers，简称 MRPC）概念[34]。相对论重离子对撞实验具有很高的粒子多重数，ALICE 实验预计每单位快度可达到 8 000 个末态粒子，对探测器的粒度和读出电子学通道提出了大量要求。由于在强磁场环境下工作的光电倍增管价格昂贵，因此常规的闪烁体 + 光电倍增管方案几乎不可能。具有悬浮电场内部结构的多气隙电阻板室，使研制这种新型的高时间分辨 TOF 成为可能。

MRPC 本质上是一种工作在雪崩模式下的电阻板室。不同的是，在气隙中间插入了一系列的电阻板（例如：平板玻璃，体电阻率为 $10^{11}\sim10^{12}\ \Omega\cdot\mathrm{cm}$），把气隙分割为多个小气隙单元。当气体雪崩在局部发生时，由于电阻板的两侧的电子和正离子运动，可以调节电阻板的电位，从而保证各个子气隙中的电场强度保持平衡，即电阻板能自动调节气隙间的局部电场；由于电阻板的半绝缘特性，它们对雪崩中产生的感应信号是“透明”的，即读出电极上的感应信号是各个子气隙中的雪崩之和（见图 4.4.12）。另一方面也使得雪崩的发展限制在更小的范围内（见图 4.4.13），减小了流光发生的概率；由于气隙小，感应信号产生时间随原初电离发生位置的涨落大大减小。

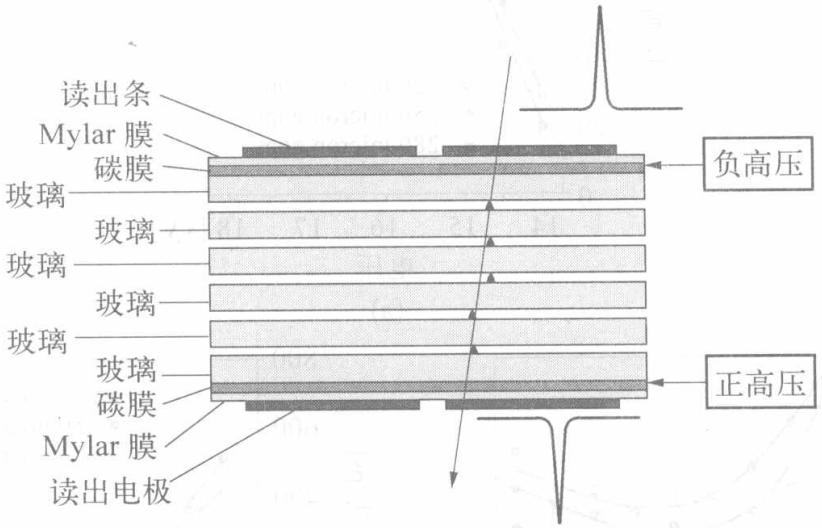


图 4.4.12　MRPC 结构示意图

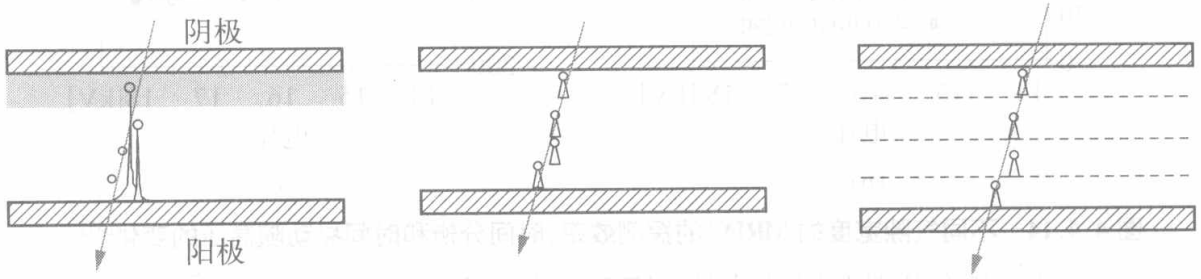


图 4.4.13　MRPC 工作原理示意图

图 4.4.14 给出了 ALICE/TOF 组对 3 种不同 6 气隙 MRPC 性能的实验结果。可以看出其时间分辨小于 80 ps，探测效率高于 98%。图(c)给出的是时间晃动(time-walk)随高压的变化。气隙宽度为 220 μm 的 MRPC 的时间移动值小于 50 ps/kV。实验结果显示每个室的最好的时间分辨都是在 16 kV 的工作电压下，虽然气隙从 220 μm 变化到 280 μm。这是由于对于给定的工作电压，气隙宽度越小，电场强度越高，汤生(Townsend)系数也越高，这样增益也越高。然而雪崩尺寸的发展还与它通过的距离有关系，气隙越小经过的距离越小，因而增益越低。在 220 μm到 280 μm 这个范围，两种效应相互抵消，使得由电场带来的气体增益的增加被由雪崩通过较短的距离引起的气体增益的下降平衡掉了。因此，为了提高探测性能，选择合适的气隙的宽度是非常重要的。

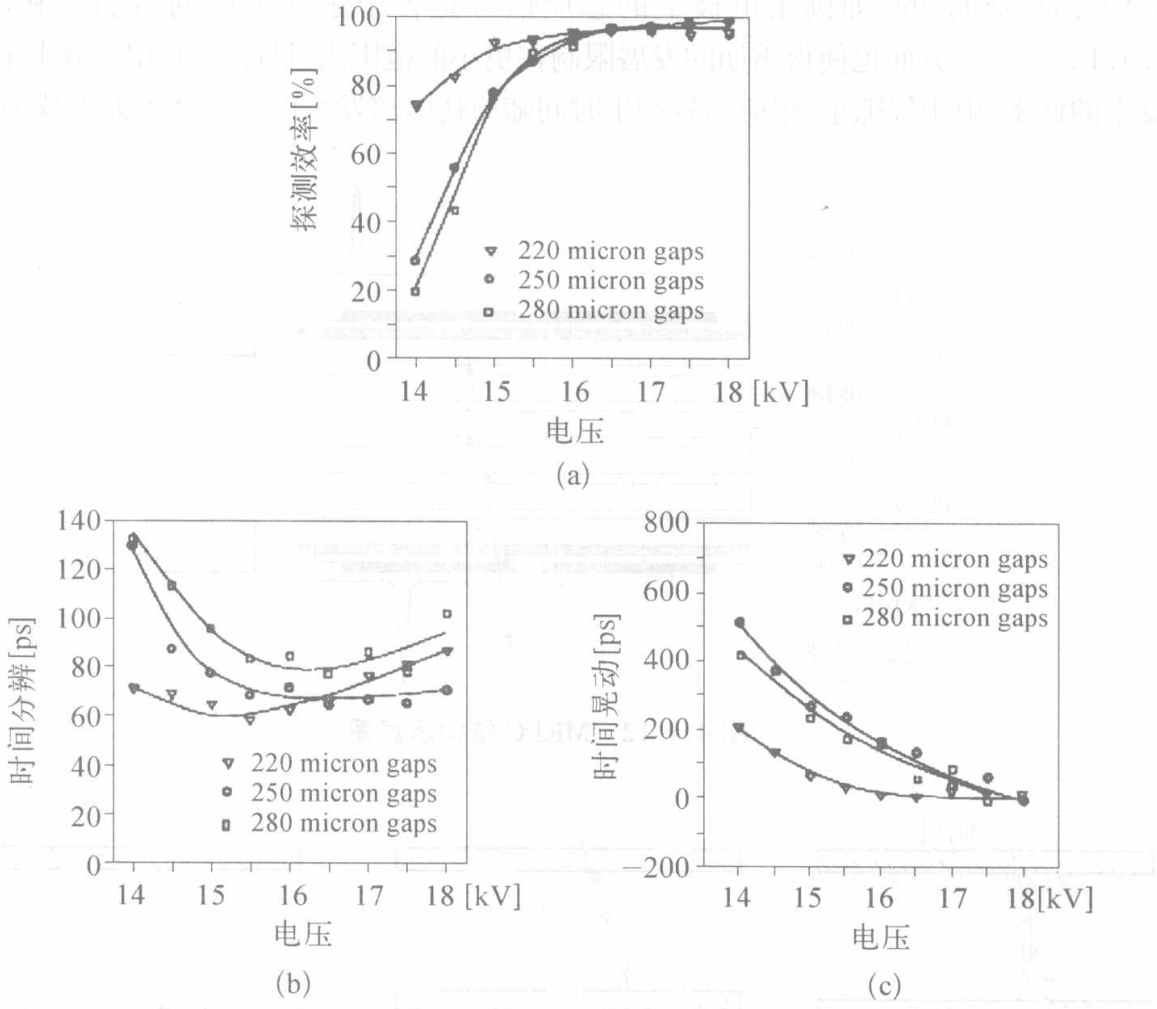


图 4.4.14　不同气隙宽度的 MRPC 的探测效率、时间分辨和时间晃动随高压的变化[35]

另一方面，实验发现双层结构的 MRPC(即在几何上是两个室的串联，但在电极上是两个室的并联)具有明显的优点[36]。当有带电粒子穿过时，在上下两层的

各个气隙中同时产生雪崩，同时在中间读出 Pad 上产生感应电荷，而在上下读出 Pad 上的感应信号可通过电缆连接在一起。这样在没有增加外加电压的情况下，总的收集电荷量得到增加，因而时间分辨性能和探测效率都得到了提高。ALICE TOF 实验组最终选择了 2×5 气隙 MRPC 结构。

图 4.4.15 是 ALICE TOF 实验组研制的 2×5 气隙 MRPC 模块结构图。每个模块的外形尺寸为 1 220 mm×130 mm，其中有效面积为 1 200 mm×74 mm。最外层玻璃厚度为 0.55 mm，内层玻璃厚度为 0.4 mm，玻璃的体电阻率为 $8\times10^{12}\ \Omega\cdot$cm。在玻璃之间使用尼龙鱼丝来作为气隙的支撑，气隙宽度为 250 μm。在外层玻璃的外表面喷涂抗静电油漆，电阻率为 5 MΩ/□。在 MRPC 上排列有两排共 96 个读出 Pad，每个 Pad 的尺寸为 3.5×2.5 cm^2。在位于外层的阴极电路板上，读出 Pad 位于外表面，而在中间的阳极电路板上，读出 Pad 位于电路板的内部。阴极读出 Pad 上产生的信号通过焊针传输到中间的阳极电路板上，和阳极信号一起经双绞线输出。在整个 MRPC 的最外层，使用厚度为 1 cm 的蜂窝板进行加固，

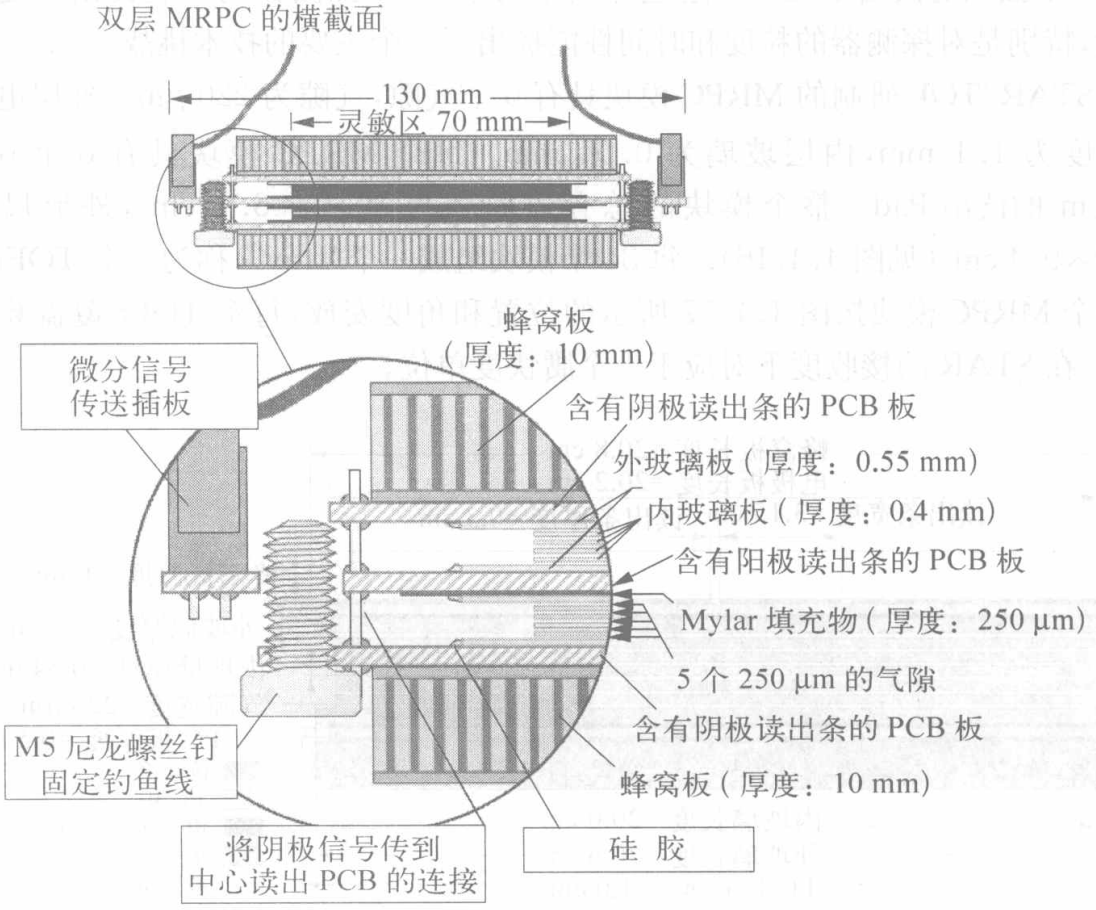


图 4.4.15　ALICE/TOF MRPC 模块结构

保证在使用尽量轻的材料的情况下，整个室具有足够的机械强度。束流测量显示其时间分辨可达到50 ps[34]。

四、应用实例：相对论重离子物理实验中STAR飞行时间探测器[37,38]

人类对宇宙的总体特征以及质量起源等一系列重大问题的认识被确信与物质相变有关。在极高的温度、密度状态下，核物质将发生夸克-胶子等离子体(QGP)的相变。这一过程与大爆炸理论预言的宇宙在最初的10^{-5} s内发生的相变过程相同，但方向相反。美国布鲁克海文国家实验室(BNL)的相对论重离子对撞机(RHIC)，能够产生或超过理论模型预言的相变发生的临界温度(例如，能量密度为1 GeV·fm^{-3})，为相对论下重离子对撞物理的研究提供了强有力的工具。在RHIC的Au-Au对撞中，末态粒子密度约为每单位快度1 000个。由于末态事例的高多重性，为了保证每个单元探测器的占有率很低并有好的粒子探测效率，必须要求飞行时间探测器由许多小的阵列单元组成，飞行时间探测器的面积达到64 m^2以覆盖$-1<\eta<1$的快度范围。如果每个单元的面积为6.3×3.1 cm^2，共有24 000个独立的读出单元。上述这些要求对于TOF探测器的研制提出了更高的要求，特别是对探测器的粒度和时间性能提出了一个主要的技术挑战。

STAR/TOF研制的MRPC模块具有6个气隙，气隙为220 μm。外层电极玻璃厚度为1.1 mm，内层玻璃为0.54 mm。每个MRPC模块具有6个6.1×3.4 cm^2的读出Pad。整个模块的总有效面积为20.0×6.1 cm^2，外形尺寸为21.8×9.4 cm^2(见图4.4.16)。每34个模块组成一个“tray”，称为一个TOFr。其中每个MRPC模块按图4.4.17所示的位置和角度安放，每个TOFr覆盖6°的方位角，在STAR的接收度下对应于一个赝快度单位。

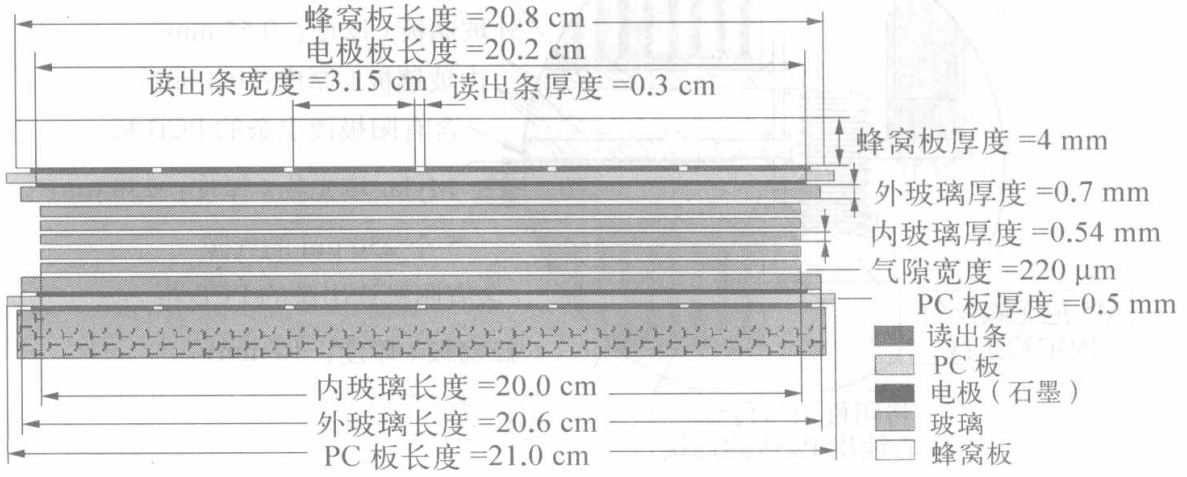


图4.4.16　STAR/TOF MRPC模块照片(科大高能物理实验室研制)

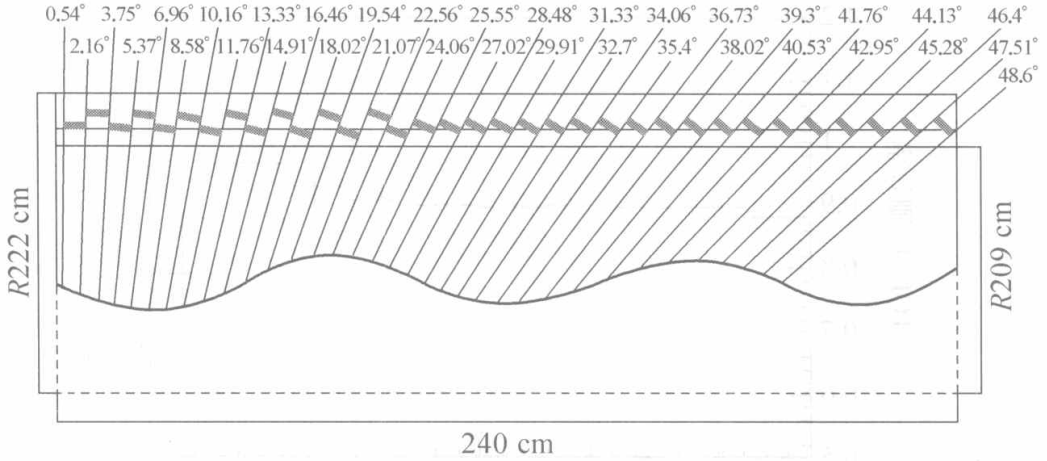


图 4.4.17　TOFr 中每个 MRPC 的位置和倾角

图 4.4.18 是 d + Au 对撞和 p + p 对撞实验中，经过一系列的刻度和修正之后（主要包括时间零点 T0 的计算、电子学时间刻度、时间-幅度修正、位置修正等），对于选定的动量范围的 π 介子事例，TOFr 读出单元的总的时间分辨。减去来自起始时间 T0 的时间分辨贡献后，平均时间分辨为 85 ps，在 d + Au 和 p + p 对撞中的结果相同。在这个结果中包含不能被修正的位置不确定性、电子学的时间晃动和探测器的本征时间分辨。通过 TPC 的径迹重建对事例进行选择，可以得到 TOFr 的探测效率，见图 4.4.19。对于不同的横向动量范围，探测效率大部分大于 90%。这其中包含了 STAR 中探测器材料对粒子的吸收，尤其是对于低动量的粒子，吸收效应更加明显。在排除吸收效应之后，探测效率可以达到 95%。

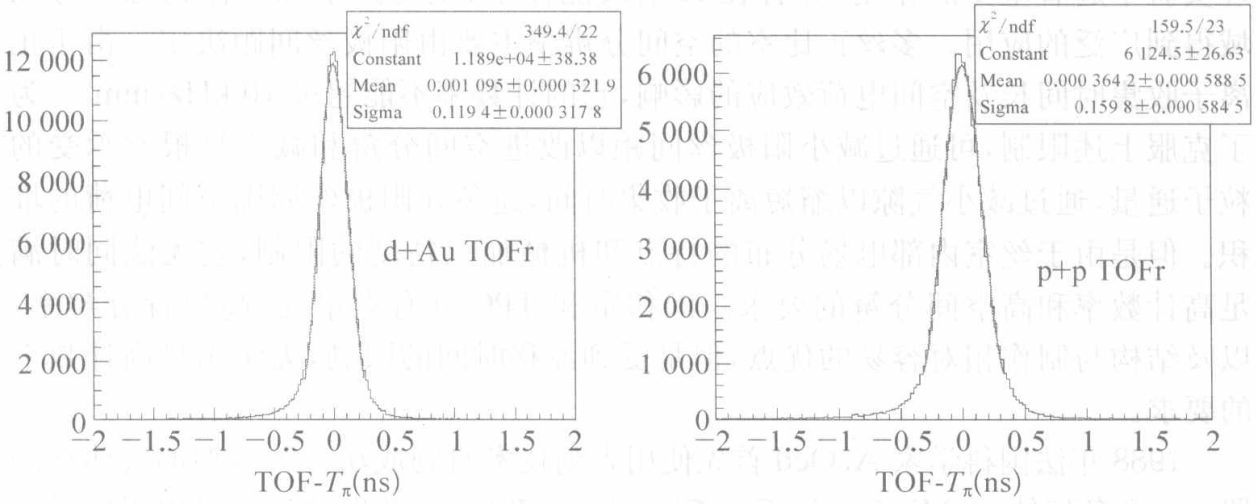


图 4.4.18　修正之后 TOFr 的时间分辨

使用 π 介子样本进行一系列刻度之后，TOFr 的飞行时间信息和 TPC 的径迹长度和动量信息联合在一起，可用来对带电强子进行鉴别。

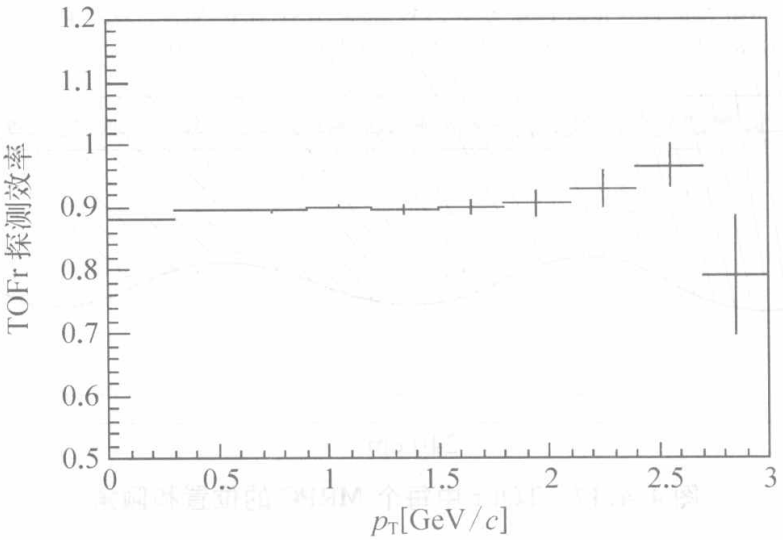


图 4.4.19　探测效率随横向动量的变化

4.5　微电极型气体探测器

以多丝正比室和漂移室为代表的气体探测器，经过几十年的发展在粒子物理实验中起着重要的作用，并且在 X 射线晶体学、生物医学和天体物理学等领域得到广泛的应用。多丝正比室的空间分辨率主要由阳极丝间距决定。由于正离子收集时间长及空间电荷效应的影响，它的计数率不能超过 10 kHz/mm^2。为了克服上述限制，可通过减小阳极丝间距以改进空间分辨和减小每根丝承受的粒子通量，通过减小气隙以缩短离子收集时间，避免在阳极丝周围空间电荷的堆积。但是由于丝室内部电场分布的特点和机械加工精度的限制，它无法同时满足高计数率和高空间分辨的要求。漂移室和 TPC 具有大单元、高位置分辨率，以及结构与制作相对容易的优点，但是受到漂移时间的限制，无法满足高计数率的要求。

1988 年法国科学家 A. Oed 首先使用光刻技术研制成功一种新型的气体探测器——微条气体室(Microstrip Gas Chamber，MSGC)，并把这种装置用于中子探测[39]。之后，意大利 INFN/Pisa 和 NIKHEF 两个研究组进一步改进它的结构用于带电粒子探测。MSGC 采用微结构电极构成特殊的场分布，实现对原初电子的气体放大，并收集电荷给出放大的信号。在高计数率情况下，微型结构中的小尺寸

的放大单元能够快速地疏散正离子，降低空间电荷效应，提高探测器的计数率和位置分辨能力。这种概念很快被接受并发展了各种不同微电极的气体探测器，统称为微电极型气体探测器(Micro-pattern gaseous detector)。

微电极结构不同则电场分布不同，气体放大的模式和电荷收集方式也不同。但是不管探测器微电极的具体形状如何，微电极气体探测器一般由三部分构成：原初电离转换漂移区，雪崩放大区(包括预放大)和微条读出电极。图 4.5.1 给出了微电极气体探测器测量原理示意图。目前技术发展最成熟的是采用微型网状结构的气体探测器(Micro - MEsh - GAseous Structure，简称 MicroMEGAS)和 GEM(Gas Electron Multiplier)电极构成的气体探测器。本章将分别介绍这三种典型的微电极气体探测器的工作原理、粒子探测性能和一些实际应用。

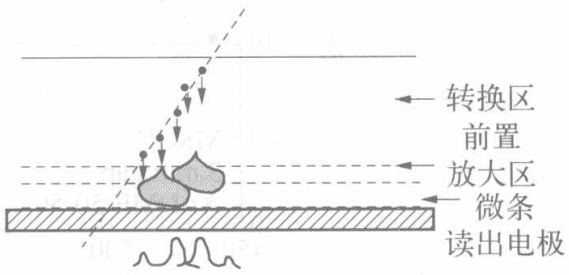


图 4.5.1　微电极气体探测器测量示意图

4.5.1　微电极气体探测器的工作原理和特性

一、微条气体室的工作原理和特性

微条气体室(MSGC)的电极是由绝缘或半绝缘基材(陶瓷，玻璃，塑料)表面沉积金属膜构成。通过光刻技术蚀刻成宽窄相间的金属条。宽条的宽度为 50～100 μm，称为阴极条；细条的宽度为 5～10 μm，称为阳极条；阳极和阴极条间距为 50～100 μm 左右。图 4.5.2 是一种典型的 MSGC 的结构示意图以及 MSGC 的场线和等势面。MSGC 对于大多数常用混合气体都具有较高的气体放大倍数和探测效率(见图 4.5.3)。由于阳极条间距比丝室要小一个数量级，它的空间分辨可以达到 30 μm。

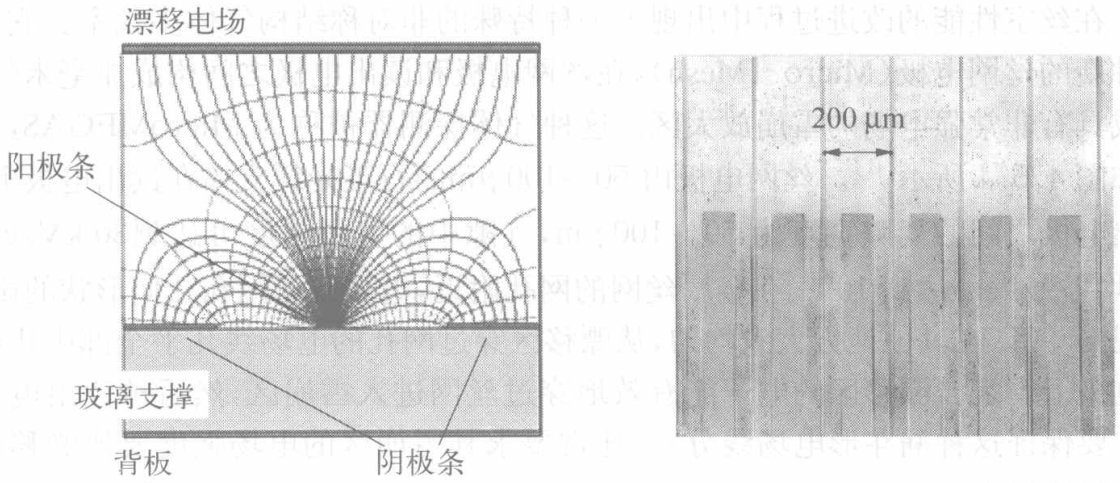


图 4.5.2　MSGC 的结构，电场线分布和局部照片

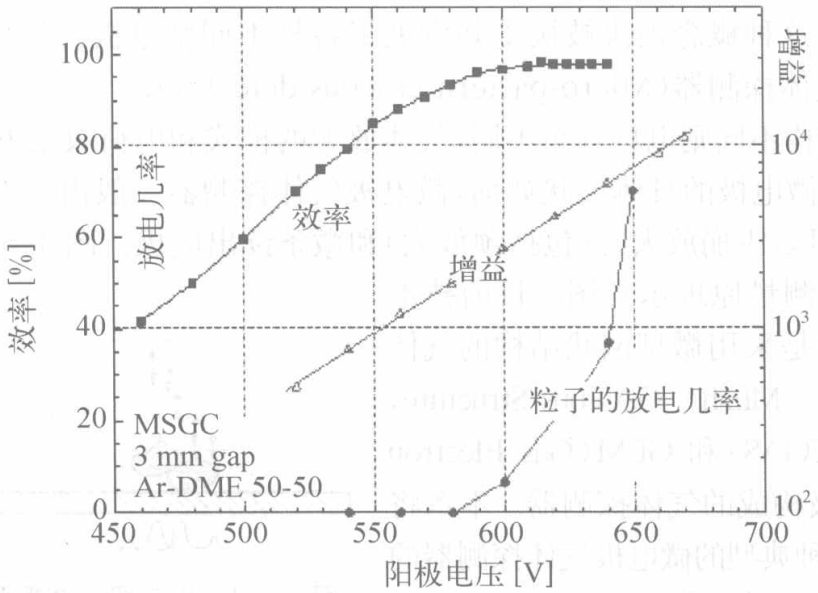


图 4.5.3　典型的 MSGC 气体增益和探测效率[40]

适当的工作电压下，MSGC 的漂移区的电场线几乎全部终止在阳极条上。由于阳极条的宽度很窄，而雪崩后的电荷分布大于条宽，雪崩中产生的大量正离子能同时被多根阴极条收集，因此大幅度地减小了空间电荷的积累，从而它的固有计数能力大大提高，可以达到 $10^6/(cm \cdot s)$。另一方面，MSGC 阳极和阴极之间距离很小，电场强度很大，大量的离子在绝缘电极材料表面堆积，导致局部放电，使得增益稳定性下降，限制了 MSGC 在高亮度粒子物理实验中的应用。图 4.5.3 中也给出了其放电特性的曲线。采用离子注入技术降低基材的面电阻率可以部分克服离子堆积效应。

二、MicroMEGAS 的工作原理和特性

在丝室性能的改进过程中出现了一种特殊的非对称结构气体多丝室。它采用一种新的丝网电极(Micro - Mesh)，在丝网电极和读出电极之间构成亚毫米气隙，构成具有非常强电场的雪崩放大区。这种气体探测器被称为 MicroMEGAS，其结构如图 4.5.4 所示[41]。丝网电极由 50～100 μm的石英光纤支撑在读出电极上，与读出电极之间的气隙宽度为 50～100 μm，气隙中的电场强度可达到30 kV/cm 以上，增益最大可达到 10^7。在金属丝网的网孔附近，电场线受网孔几何形状的影响，呈现漏斗形，在其他地方大致均匀，从漂移区穿过网孔的电场线几乎全部中止在读出电极上。来自漂移区的电子能有效地穿过丝网进入雪崩区，然后被读出电极收集。要保证这种漏斗形电场线分布，通常要求其雪崩区的电场强度要比漂移区大一个量级以上。

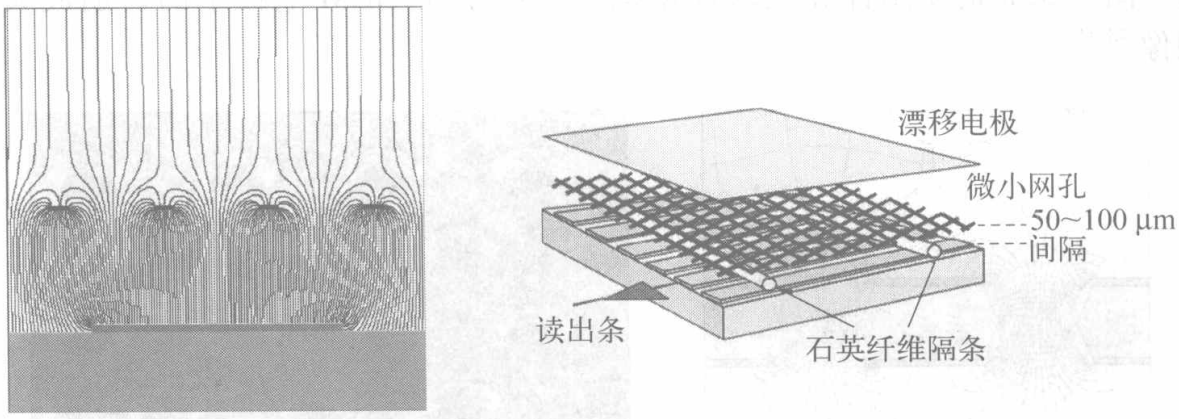


图 4.5.4　MicroMEGAS 结构和电场线分布

MicroMEGAS 的一个非常重要的性质是利用强电场中的汤生(Townsend)系数表现出饱和的特性，使得它的增益对于工艺造成的气隙不均匀不敏感，因此在整个大面积探测区域内都能表现出很好的系统稳定性和均匀性。小的气隙和高场强能使雪崩产生的正离子快速地被阴极丝网收集，可以有效防止空间电荷在漂移区的积累，提高计数率能力。例如，工作在 10^3 的增益情况下，MicroMEGAS 探测入射 X 射线的通量可达到 $10^7\ \mathrm{mm^{-2}\cdot s^{-1}}$(见图 4.5.5)。

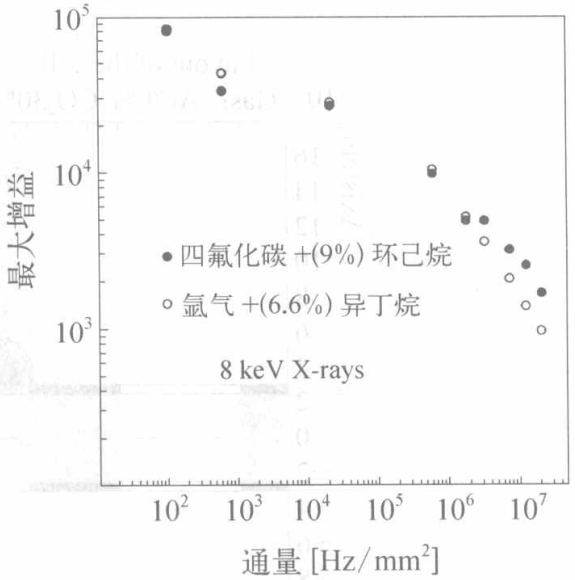


图 4.5.5　MicroMEGAS 探测 8 keV 高通亮 X 射线实验结果[42]

由于阴极网上的网孔之间的距离很小，因此不同电子轨道的扩散的横向扩散被限制在一个很小的区域内，这使得 MicroMEGAS 不仅具有好的时间分辨，而且具有很好的位置分辨(<80 μm)。此外，很高的有效增益使得 MicroMEGAS 具有单电子探测能力。

三、气体电子倍增器(GEM)的工作原理和特性

GEM(Gas Electron Multiplier)是一种平板电极。典型的 GEM 电极结构是在两边镀铜的聚酰亚胺(Kapton)薄膜上，用化学方法蚀刻出高密度($100/\mathrm{mm^2}$)的小孔(见图 4.5.6)。孔的中心部分直径为 50～70 μm，加上电压后，孔中心的电场强度可以达到 100 kV/cm。当电子在电场加速作用下经过小孔时，与气体分子发生碰撞和电离产生多个次级电子，并通过气体雪崩放大过程，实现对原初电子的倍

增。图 4.5.7 是使用计算机软件模拟单个电子在 GEM 电极中的雪崩放大的图像[43,44]。

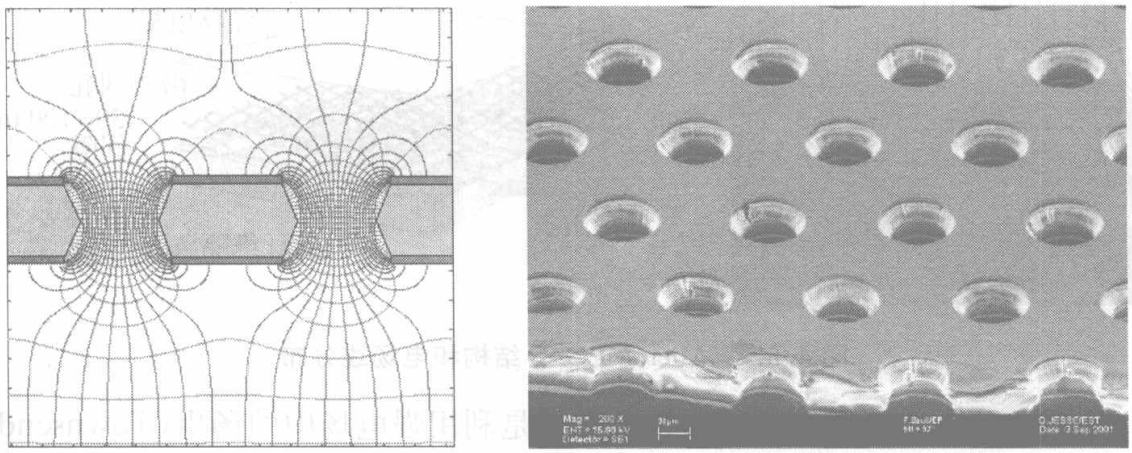


图 4.5.6　GEM 电极中电场线分布和显微镜下拍摄的局部照片

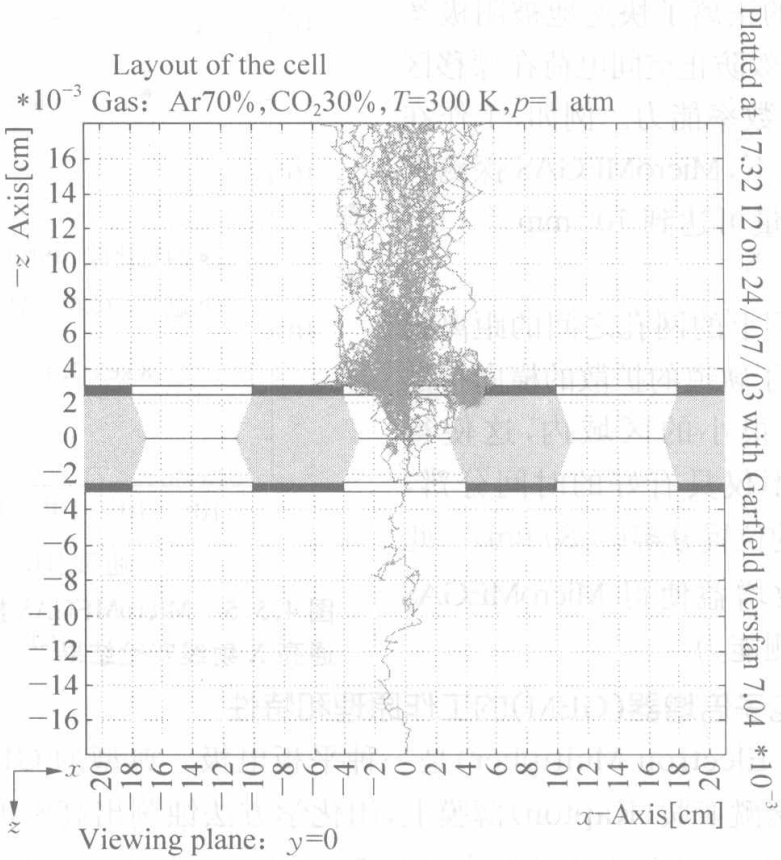


图 4.5.7　使用计算机软件(Garfield/CERN V7.3)模拟单个电子在 GEM 电极中的雪崩放大图像[43,44]

通常平板电极气体探测器的增益与气隙厚度呈指数关系，因此要保证大面积气体探测器的增益均匀性，对气隙的精度要求很高。由于 GEM 电极自身具有对原初电离电子的放大作用，它能在大面积区域内获得均匀的增益。从图4.5.6中电场线分布可以看出，在合适的工作电压下，从转换区漂移过来的电子会被收集到小孔当中，然后在孔内发生雪崩放大。因此，GEM 的增益性能受外部场强影响不大，对气隙要求也相当宽松。一般单层 GEM 电极可以把原初电离放大 $10^2 \sim 10^3$ 倍，使用两层 GEM 电极的气体放大倍数可以达到 10^4 以上，配合微型电极条读出，可以制作成多种气隙不对称型探测器。其优点是可以减小离子漂移时间，提高探测器的时间响应；由于雪崩放大过程中电子和离子收集过程是分开进行的，可以减小空间电荷效应，提高探测器的计数能力；由于雪崩放大过程被局限在微孔内，采用微条电极读出可以获得更高的位置分辨。此外，GEM 质量轻，可以加工成较大的尺寸和各种形状，并且价格便宜。这些特点，使得 GEM 探测器不仅是一种独具特色的新型粒子径迹探测器，同时也将是高亮度同步辐射光源实验、医用 CT 诊断、X 射线晶体学等领域很具潜力的成像探测器。

4.5.2　微电极气体探测器的性能参数

微电极气体探测器性能主要取决于所选用的工作气体、转换区气隙厚度、雪崩放大模式和读出电极结构。实验探测的粒子性质不同，探测器的结构和性能也不同。本节将讨论在相对论性带电粒子测量中的几个主要参数：探测效率，空间和时间分辨，以及增益稳定性和计数率。

一、探测效率

高能带电粒子穿过转换区的气体层时，与气体分子发生相互作用从而形成电离粒子簇。如果转换区厚度很小的话，带电粒子与气体分子发生相互作用的概率减小，探测效率下降。为了提高探测效率，微电极气体探测器一般设计成不对称结构，转换区必须足够厚，对原初电离的增益必须足够大；电荷收集区气隙尽可能窄，电子收集时间小，使得信号上升时间快。图 4.5.8 是 MicroMEGAS 测量的电荷分布与探测效率随工作电压变化的曲线。研究表明，即使采用密度相当大的气体（如二甲基，异丁烷），在转换区小于 2 mm 的情况下，效率也无法高于 95%。因此，大多数这类探测器转换区厚度为 3～5 mm。

二、空间分辨

在转换区内，入射带电粒子径迹上形成的 δ 电子分布在一个立体角内。在原初电子簇向放大区和读出电极漂移过程中，会产生一定的横向扩散。因此，微电极型气体探测器的空间分辨能力决定于气体密度，探测器对电子的传输特性，以及放

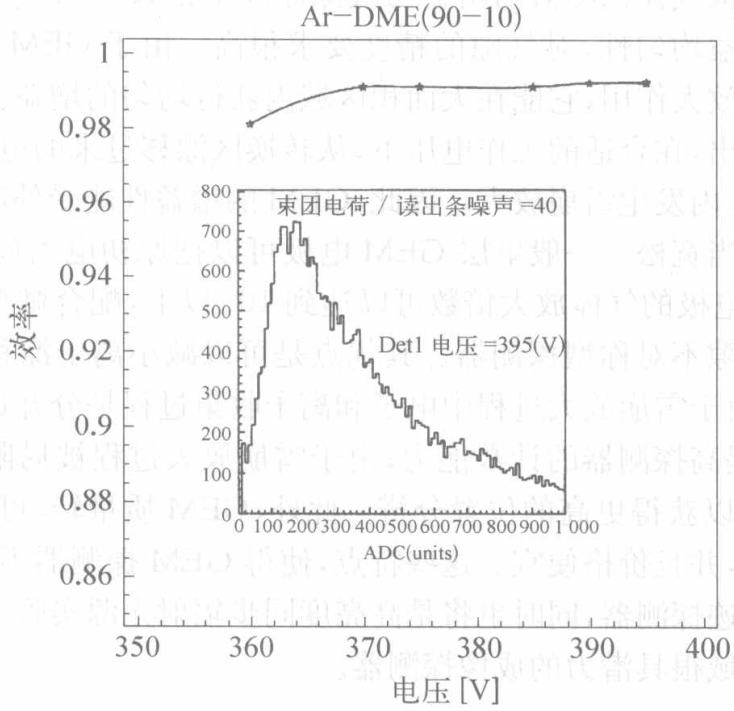


图 4.5.8　MicroMEGAS 中沉积电荷分布与探测效率随工作电压变化(转换区厚 5 mm)[45]

大-读出部分的具体结构。

图 4.5.9 给出了 MSGC 不同的读出结构和转换区厚度对空间分辨影响的模拟结果。如果读出结构的条间距 $p < \mathrm{d}x$（$\mathrm{d}x$ 是电子分布的均方差），一次雪崩产生的信号经过 $\mathrm{d}x/p$ 根读出条分配以后仍然大于后续电子学系统的阈值，那么能得到最佳的位置分辨；若 $p > \mathrm{d}x$，将会导致整个簇都会被一根条所覆盖，其位置分辨为 $p/\sqrt{12}$（左图所示）。对于有厚转换区并且原初电子数目很多的情况，扩散造成的原初电子簇展宽会因为电子统计性的变好而得到补偿，因此位置分辨会得到改善。然而小的转换区气隙会使得位置分辨变差，这是由原初电离数的统计变化增加，以及电离粒子的非正态分布所造成的。从计算结果可以看出，当条间距小于 400 μm，气体转换区不小于 3 mm，可得到小于 100 μm 的位置分辨。类似的结果可用于其他微电极型气体探测器。图 4.5.10 给出了用双层 GEM 得到的实验结果，位置分辨 $\sigma = 38\ \mu\mathrm{m}$。

以上的讨论都是在带电粒子垂直入射探测器的情况下进行的。当入射粒子径迹与探测器平面不垂直时，读出平面探测到的是径迹的投影，这将影响探测器位置分辨。通常读出电极上的感应电荷大小正比于 $\tan\theta$，θ 是带点粒子的入射角。图 4.5.11是 MicroMEGAS 测量斜入射电子的空间分辨实验结果。

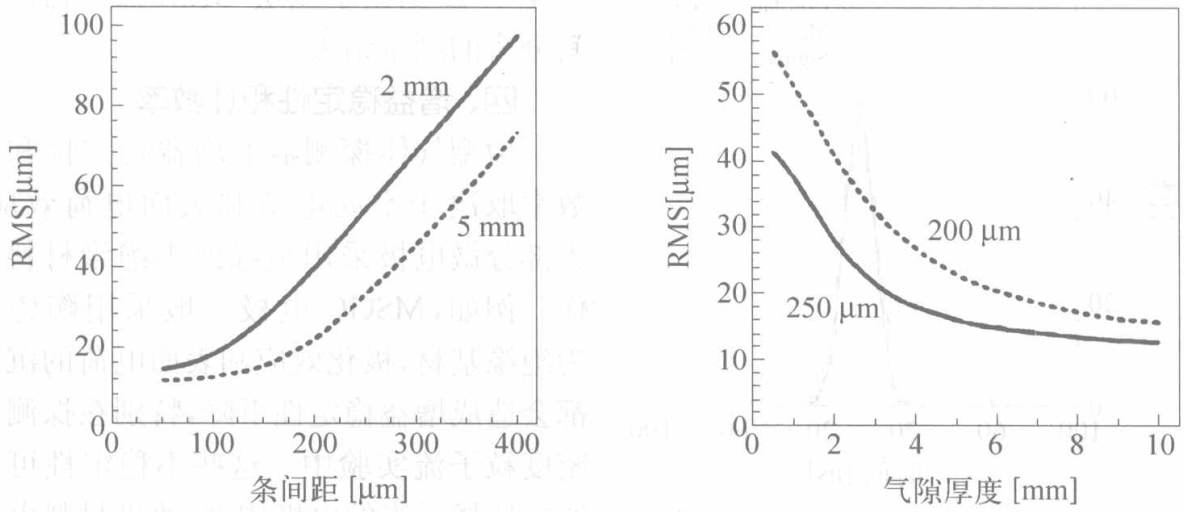


图 4.5.9　MSGC 探测带电粒子的位置分辨随条间距(Pitch)(左图)和气隙厚度 L(右图)变化(左图中实线 L = 2 mm,虚线 L = 5 mm;右图中实线 P = 250 μm,虚线 P = 200 μm。工作气体为 Ar40% + DEM40% + CO_2 20%[46])

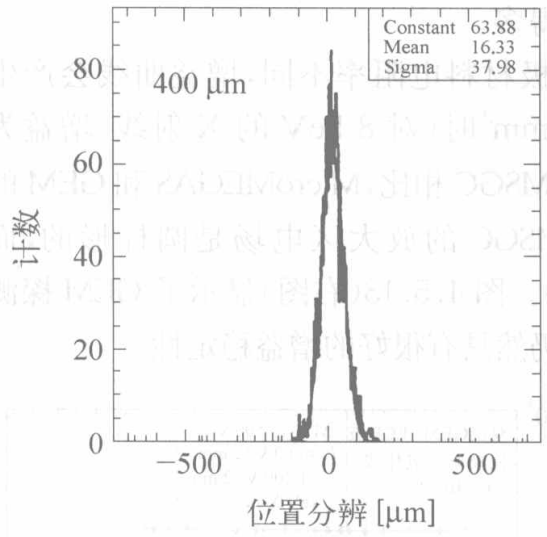


图 4.5.10　实验测量的双层 GEM 位置分辨(读出条间距 400 μm,气隙 3 mm,工作气体 70%Ar + 30%CO_2[47])

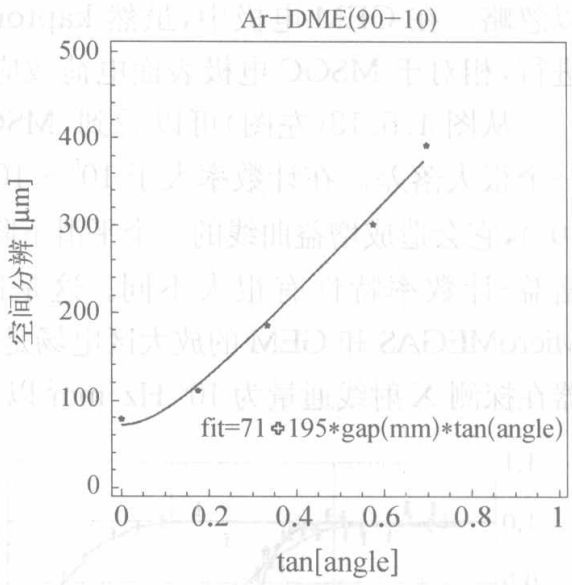


图 4.5.11　MicroMEGAS 测量斜入射电子的空间分辨(气隙层厚度 2 mm)[45]

三、时间分辨

微电极型气体探测器的时间分辨主要取决于感应信号的涨落和最初电子簇的到达时间,并且气体漂移速度越快,时间分辨就越好。为了保证第一个到达的电子簇能被探测到,气体放大区必须足够厚。另外前端放大器的成形时间也很重要。

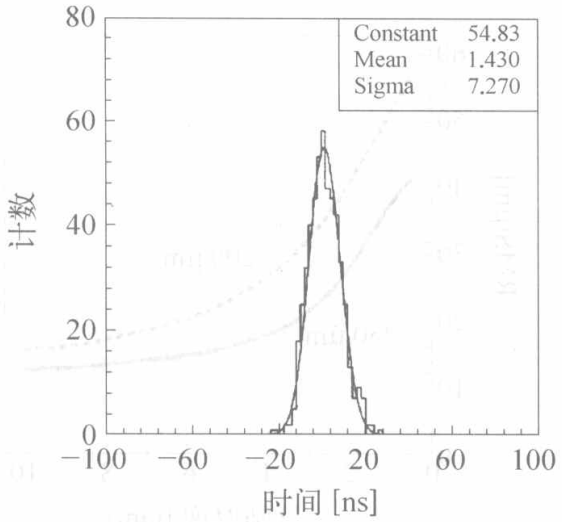


图 4.5.12　双层 GEM 探测器(增益 10^5 倍)测量的时间分辨<10 ns[47]

图 4.5.12 给出了双层 GEM 探测器的时间分辨的测量结果。

四、增益稳定性和计数率

微型气体探测器的增益稳定性和计数率取决于空间电荷和表面电荷效应。大部分微电极采用绝缘或半绝缘材料制作。例如,MSGC 电极一般采用陶瓷作为绝缘基材,极化效应和表面电荷的沉积都会造成增益稳定性下降,特别在探测高密度粒子流实验中。这些不稳定性可以通过选择适当的电极构型,改进材料电性能,或者增加部分背电极来消除。这个问题在 MicroMEGAS 中已经得到了解决,因为 MicroMEGAS 中只有少量的绝缘柱用来支撑,对增益和计数率的影响几乎可以忽略。在 GEM 电极中,虽然 kapton 是高绝缘材料,但是雪崩放大仅仅在孔内进行,相对于 MSGC 电极表面电荷效应要小得多。

从图 4.5.13(左图)可以看到,MSGC 电极材料电阻率不同,增益曲线会产生一个很大落差。在计数率大于 $10^5 \sim 10^6$ Hz/mm^2 时(对 8 keV 的 X 射线,增益为 10^3),它会造成增益曲线的一个平滑下降。与 MSGC 相比,MicroMEGAS 和 GEM 的增益-计数率特性有很大不同。这是因为 MSGC 的放大区电场是圆柱形的,而 MicroMEGAS 和 GEM 的放大区电场是均匀的。图 4.5.13(右图)显示了 GEM 探测器在探测 X 射线通量为 10^5 Hz/mm^2 以上时,仍然具有很好的增益稳定性。

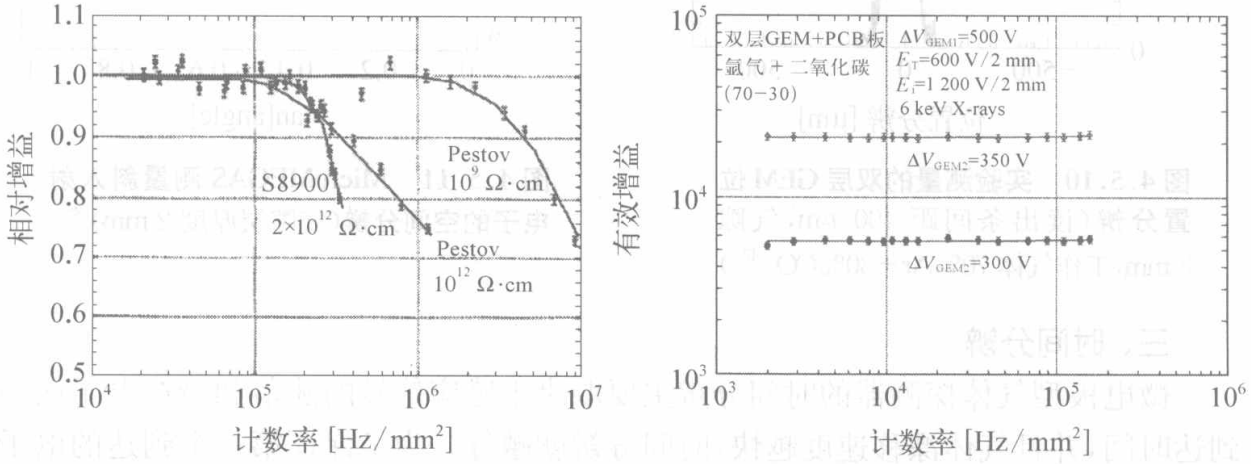


图 4.5.13　MSGC 增益随计数率变化(左图)和 GEM 增益随计数率变化(右图)[47,48]

4.5.3 微电极型气体探测器的应用

一、高能带电粒子探测

高能物理实验中的带点粒子径迹重建需要尽可能好的位置分辨能力，尤其是在高计数率环境下的位置分辨能力。转换区的存在是导致探测器计数率降低的一个主要原因。在转换区气隙为3 mm的情况下，空间分辨主要由次级电子横向扩散程度决定，MicroMEGAS和GEM探测器的位置分辨可低于100 μm，计数率性能大于10^5 Hz/mm^2。时间分辨取决于电离密度、电子的纵向扩散和雪崩放大过程时间涨落，并且主要由放大区结构决定，通常小于10 ns。这些性能显示微电极型气体探测器可以胜任绝大多数高能物理中与径迹相关的实验。

在高能物理实验中，MicroMEGAS常采用小转换区气隙结构，而GEM与TPC模式结构采用大转换区气隙结构。在小转换区气隙模式下，大部分入射带电粒子会穿过探测器。这种情形下，MicroMEGAS可以代替硅微条探测器，因为与硅微条探测器相比，MicroMEGAS的抗辐射损伤能力强，造价低，重量小。在大转换区气隙模式下，GEM和TPC一起使用(放置在TPC的两端)，TPC直接作为转换区，GEM作为雪崩放大和电荷收集。GEM与TPC结合，能够有效地探测到发生在100 ns内的多重性径迹事例。在这种结构中，工作气体的纵向扩散系数成为限制探测器空间分辨的一个最主要的因素。

二、中子探测

微电极型气体探测器加上适当转换体可以用于中子探测。例如采用薄的固体^{6}Li或者^{10}B靶，或把它们沉积在漂移电极上，测量转换出来的带电粒子和反冲质子。通常气体探测器能够很好地压制背景γ射线。一些实验证明微电极型气体探测器作为中子探测器，当漂移区气隙为3 mm的时候，空间分辨小于500 μm。其探测效率主要由转换体的转换效率决定。对于慢中子，适当的探测器结构探测效率可以接近100%。

三、可见光和紫外光探测

微电极型气体探测器加上适当光电转换窗可以用于光子探测。实验研究证明，使用He和isobutane的混合气体作为工作气体，MicroMEGAS的增益系数可以达到10^6，采用三极放大GEM探测器同样可以获得很高的放大倍数，这使得单光子探测变得容易。如配合CsI光阴极，可用于在UV的波长范围的探测。特别是MicroMEGAS吸收了UV光子产生的脉冲高度分布为一个尖的Polya分布，使得单光子探测的效率极高。MicroMEGAS在丝网的外表面有很

强的电场，非常有利于收集从光阴极上产生的光电子，并且时间晃动小于1 ns，这个标准已经可以允许 MicroMEGAS 用于正电子断层扫描实验。经过多年的研究，一些新的光阴极材料已经可用于可见光的波长范围转换，并且和气体探测器配合得很好。

四、X 射线和 γ 射线成像

微电极型气体探测器在位置、时间、能量分辨上所具有的优势，使它能够很好地探测电磁辐射，在大多数工作气体和不同气压下，都可以用作 X 射线或者 γ 射线成像。例如一种典型结构的 MicroMEGAS，对 5.9 keV 能量的 X 射线的能量分辨率可达到 11%(FWHM)，对 22 keV，为 5.4%(FWHM)。这个能量分辨很接近单丝正比计数器的最好能量分辨(见图 4.5.14)。

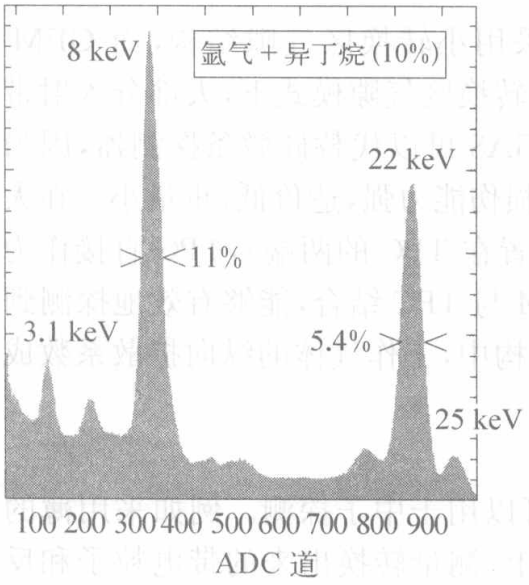


图 4.5.14　使用 MicroMEGAS 测量的 X 射线能谱[49]

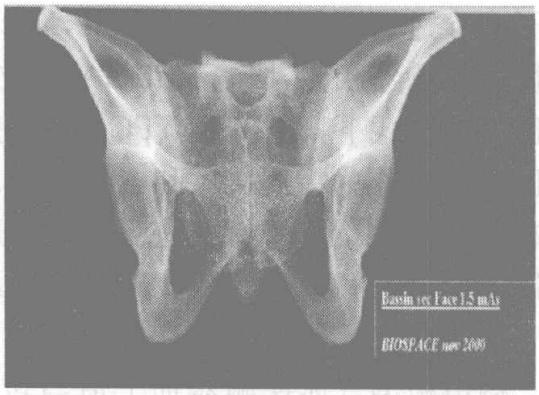


图 4.5.15　MicroMEGAS/X 射线(75 keV)扫描图像(工作气体 Xe(4 bar)[49])

γ 射线成像应用的关键技术是光电子转换效率。转换材料可以是固体或者气体，但必须和工作气体性质相配合，而且不受多次雪崩过程的影响。使用高气压的 Ar 或 Xe 作为工作气体，可以克服气体探测器固有的探测效率不高的缺点。采用高原子序数的工作气体也能提高正电子湮灭产生的 γ 射线的探测效率。这些应用研究正在进行中，对新的医学物理研究和工业成像技术发展具有重要意义。图 4.5.15给出的是一种工作在高气压下 MicroMEGAS－X 射线装置人体局部扫描图像。图 4.5.16 是科大高能物理实验室研制的一种三层 GEM－X 射线成像装置原理图，以及扫描的图像。

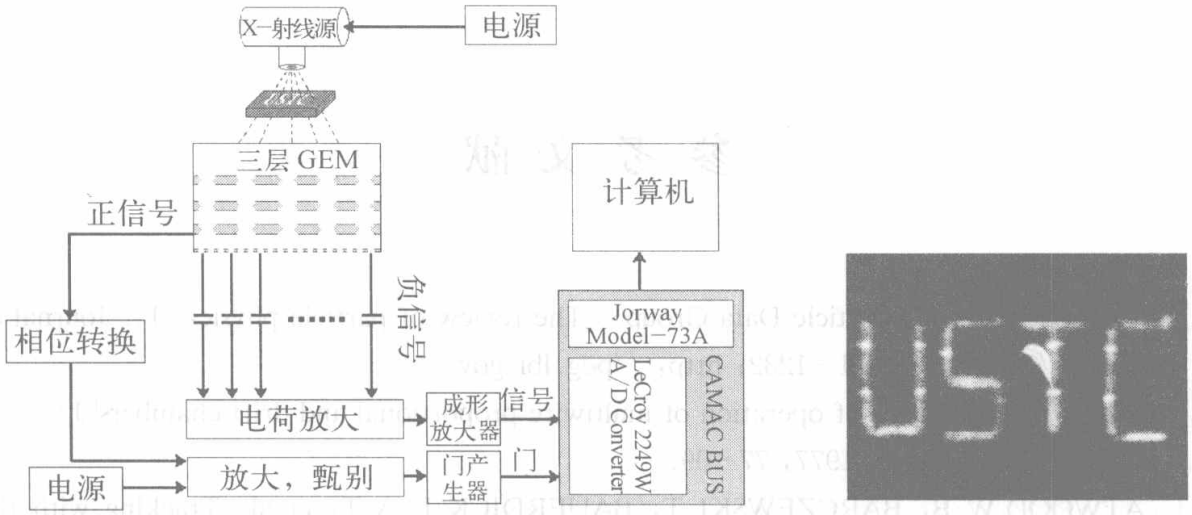


图 4.5.16　三层 GEM X 射线成像装置原理图(左图)扫描的"USTC"灰度图像(右图)

测量条件：有效增益 5×10^5，X 射线能量：8 keV，位置分辨小于 80 μm[50]

4.5.4　气体探测器的工作寿命

作为本章结尾部分，有必要简要叙述有关气体探测器寿命的问题。任何一种类型的气体探测器，由于工作气体、结构和使用环境不同，其工作寿命不同。一般来说，随着实验长时间的运行，有两个重要因数影响气体探测器寿命：① 出现概率小，但破坏性大的放电现象；② 在实验过程中破坏性小，但导致持续性的老化。

气体探测器在工作过程中的局部偶然的放电是一个长久性的问题。当雪崩过程中产生超过 $10^7\sim10^8$ 电子-离子对的时候，原初雪崩位置附近的电场的增大会引起流光放电。为了探测最小电离粒子，气体探测器的增益一般要达到 10^4，偶尔发生的大量电离很容易引起局部放电。在探测高能强子时，重粒子和探测器材料发生强相互作用也很容易在工作气体中产生高密度的电子-离子对。另一方面电荷堆积也会引起放电，例如微电极型气体探测器主要是电荷堆积引起的放电，前面已作了专门论述。有两种方法也可以减小电荷堆积的危害：① 在放大结构的边缘覆盖适当绝缘层，使之进一步钝化；② 使用多极放大结构，例如：三层 GEM 探测器比单层 GEM 探测器放电概率要小很多。

老化是指探测器长期处于辐照中，其性能表现出的一种缓慢的持续退化。很多气体探测器都有这个问题，因此老化问题也被进行了很多实验研究。主要有三个方面：① 探测器材料特性的变化，通常是电极或者绝缘性能受到损害；② 工作气体的变化，特别是淬灭气体的分解；③ 电极和场丝表面沉积和氧化。这些都会导致探测器性能不稳定，详细研究可以参考有关的论述。

参 考 文 献

[1] YAO W M, et al (Particle Data Group). The review of particle physics [J]. Journal of Physics G, 2006, 33: 1 - 1232; http: //pdg.lbl.gov/.

[2] SAULI F. Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers[J]. CERN Yellow Book, 1977, 77 - 09.

[3] ATWOOD W B, BARCZEWSKI T, BAUERDICK L A T, et al. Tracking with the ALEPH time projection chamber: 1990 IEEE Nuclear Science Symposium, Arlington, Oct 22 - 27, 1990[C]. Wolrd Scientific, 1991.

[4] JESSE W P, SADAUSKIS J. Alpha-Particle ionization in mixtures of the Noble gases[J]. Phys. Rev. ,1952, 88: 417 - 418.

[5] Klots C E. Energy-partition parameters in radiation studies involving rare gases[J]. J. Chem. Phys., 1967, 46: 3468 - 3474.

[6] GRUPEN C. Particle detector[M]. London: Cambridge Univ. Press, 1996.

[7] PRISERT A, SAULI F. Drift and diffusion of electrons in gases: a compilation with an introduction to the use of computing programs[J]. CERN Yellow Book, 1984, 84 - 08.

[8] CHARPAK G, RAHM D, STEINER H. Some developments in the operation of multiwire proportional chambers[J]. Nuclear Instruments and Methods, 1970, 80: 13 - 34.

[9] SHARMA A, SAULI F. Low mass gas mixtures for drift chamber operation[J]. CERN PPE, 1993, 93 - 51.

[10] SRDOC D. Gas Discharge mechanism and properties of halogen-quenched counters[J]. Nuclear Instruments and Methods, 1972, 99: 321 - 332.

[11] LOEB L B. Basic Processes of Gaseous Electronics[M]. San Francisco: Univ. of California Press, 1961.

[12] KLEINKNECHT K. Detectors for Particle Radiation[M]. New York: Cambricdge Univ. Press, 1986.

[13] BRESKIN A, CHARPAK G, DEMIERRE C, et al. High-accuracy, bidimensional read-out of proportional chambers with short resolution times[J]. Nuclear Instruments and Methods,1977, 143: 29 - 39.

[14] RADEKA V. Signal, noise and resolution in position-sensitive detectors[J]. IEEE, 1974, NS - 21: 51 - 64.

[15] CHARPAK G, SAULI F. Multiwire proportional phambers and drift chambers[J]. Nuclear Instruments and Methods, 1979, 162: 405 - 428.

[16] WALENTA A H. Time expansion chamber and single ionization cluster measurement [J]. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1978, NS - 26: 73 - 80.

[17] BRESKIN A, CHARPAK G, SAULI F et al. Recent observations and measurement with high-accuracy drift chambers[J]. Nuclear Instruments and Methods, 1975, 124: 189 - 214.

[18] BLUM W, RIEGLER W, ROLANDI L. Particle Detection with Drift Chamber[M]. 2nd ed. Berlin: Springer, 2008.

[19] The BESIII Detector. IHEP - BEPCII - SB - 03 - 4.

[20] CLARK A R, et al. Proposal for a PEP facility based on the time projection chamber [J]. PEP - PROPOSAL - 004, 1976, (12): 200.

[21] LOHSE T, WITZELING W. The time projection chamber[J]. Technical report, C.E. R.N, 1991.

[22] ANDERSON M, BIESER F, BOSSINGHAM R, et al. A readout system for the STAR time projection chamber[J]. Nuclear Instruments and Methods, 2003, 499: 679 - 691.

[23] ALEKSEEV G D, KALININA N A, KHAZINS D M, et al. Investigation of self-quenching streamer discharge in a wire chamber[J]. Nuclear Instruments and Methods, 1980, 177: 385 - 397.

[24] ATAC M, TOLLESTRUP A V, POTTER D. Self-quenching streamers[J]. Nuclear Instruments and Methods, 1982, 200: 345 - 354.

[25] PESTOV Y N, FEDOTOVICH G. A picosecond time-of-flight spectrometer for the vepp - 2m based on local-discharge spark counter[J]. SLAC - TRANS - 184, IYAF - 77 - 78, 1978, 18.

[26] PESTOV Y N. Development of spark counters for particle identification: Proc. 4th San Miniato Topical Seminar., San Miniato, Italy, May 28 - Jun 1, 1990[C]. World Scientific, 1991.

[27] PEISERT A. Parallel plate avalanche chamber as an endcap detector for time projection Cchambers[J]. Nuclear Instruments and Methods, 1983, 217: 229 - 235.

[28] ALICE Collaboration. Time of flight system[J]. Technical design report, CERN/LHCC / 2000 - 12, ALICE TDR 8, 16 February 2000.

[29] LIPPMANN C, RIEGLER W. Detailed RPC avalanche simulations[J]. Nuclear Instruments and Methods, 2004, 533: 11 - 15.

[30] RAMO S. Currents induced by electron motion[J]. PROC. IRE, 1939, 27: 584 - 585.

[31] ABBRESCIA M, COLALEO A, LASELLI G, et al. Resistive plate chambers in avalanche mode: A comparison between model predictions and experimental results[J]. Nuclear

Instruments and Methods, 1998, 409: 1-5.

[32] ABBRESCIA M, COLALEO A, LASELLI G, et al. Simulation of resistive plate chambers in avalanche mode: Charge spectra and efficiency[J]. Nuclear Instruments and Methods, 1999, 431: 413-427.

[33] ATLAS Collaboration. ATLAS muon spectrometer [J]. Technical design report, CERN/LHCC/1997-22, ATLAS TDR 10, 31 May 1997.

[34] ALICE Collaboration. Addendum to ALICE TDR 8 CERN/LHCC/2002 - 16, April 2002.

[35] WILLIAMS M C S. The Multigap RPC: The time-of-flight detector for the ALICE experiment[J]. Nuclear Instruments and Methods, 2002, 478: 183-186.

[36] 李澄,陈宏芳,邵明,等. 多气隙电阻板室的时间特性研究[J]. 高能物理与核物理,2002, 26(5): 455-461.

[37] The STAR TOF Collaboration. Proposal for a large area time of flight system for STAR [J]. 2004,(5).

[38] ADAMS J, AGGARWAL M M, AHAMMED Z, et al. The STAR collaboration[J]. Journal of Physics G, 2005, 31: 617-619

[39] OED A. Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases[J]. Nuclear Instruments and Methods, 1988, 263: 351-359.

[40] SHEKHTMAN L. Micro-pattern gaseous detectors[J]. Nuclear Instruments and Methods, 2002, 494: 128-141.

[41] GIOMATARIS Y, REBOURGEARD Ph, ROBERT J P, et al. MICROMEGAS: A high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments [J]. Nuclear Instruments and Methods, 1996, 376: 29-35.

[42] PUILL G, DERRE J, GIOMATARIS Y, et al. MICROMEGAS: High rate and radiation hardness results[J]. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1999, NS-46: 1894-1897.

[43] SAULI F. GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors[J]. Nuclear Instruments and Methods, 1997, 386: 531-534.

[44] 周意,李澄,安少辉,等. GEM电极的三位电场分布计算[J]. 高能物理与核物理, 2004, 28(3): 299-303.

[45] BAROUCH G, BAY A, BOUCHIGNY S, et al. Development of a fast gaseous detector: "Micromegas"[J]. Nuclear Instruments and Methods, 1999, 423: 32-48.

[46] SCHMITZ J. Results on Monte Carlo simulations of a microstrip gas counter[J]. Nuclear Instruments and Methods, 1992, 323: 638-644.

[47] BACHMANN S, BRESSAN A, KETZER B, et al. Optimisation of the gas electron multiplier for high rate applications[J]. Nuclear Instruments and Methods, 2001, 461: 42-46.

[48] BOUCLIER R, MILLION G, REPELEWSKI L, et al. Performance of gas microstrip chambers on glass substrata with electronic conductivity[J]. Nuclear Instruments and Methods, 1993, 332: 100 - 106.

[49] CHARPAK G, DERRE J, GIOMATARIS Y, et al. Micromegas, a multipurpose gaseous detector[J]. Nuclear Instruments and Methods, 2002, 478: 26 - 36.

[50] 李澄,孙勇杰,周意,等. 一台高计数率 GEMX 射线成像装置原型[J]. 高能物理与核物理, 2005, 29(1): 68 - 71.

[51] 谢一冈,陈昌,王曼,等. 粒子探测器和数据获取[M]. 北京: 科学出版社,2003.

[52] 徐克尊,等. 粒子探测技术[M]. 上海: 上海科学技术出版社,1981.

习　题

1. 计算动量为 1 GeV/c 的 π,K 和 P 粒子通过 1 cm 厚混合气体 80%Ar + 20%CH_4(标准状态下)时的电离能量损失。

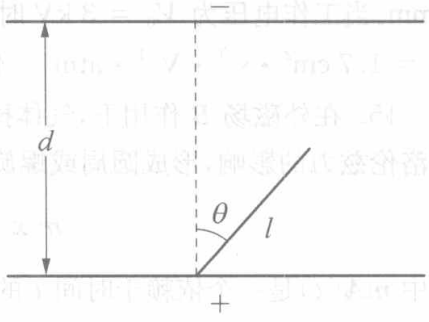
2. 计算高能带电粒子穿过混合气体 90%CO_2 + 10%iCH_4H_{10},每厘米路程上产生的原初电离和总电离。

3. 最小电离粒子穿过 1 mg/cm^2 的气体探测器,假设该探测器的法诺因子 $F = 0.8$,该探测器的最可几能量分辨率是多少?

4. 已知一圆柱形空气电离室的阳极丝半径 $a = 0.5$ mm,阴极半径 $b = 20$ mm。① 计算能量为 1 MeV 的质子在该探测器中的最大射程 R;② 如果入射质子沿阳极丝方向(距离中心 10 mm),电离室的输出电容 $C = 200$ pF,求当所有电子到达阳极时的输出电压 V。

5. 用电流电离室来测量放射性元素^{14}C,若^{14}C 的强度为 1 μCi,它的 β 粒子平均能量为 0.05 MeV,而且有 40%的能量被吸收而产生电离电流,求饱和电流值(设平均电离能 ε = 32.5 MeV);若有 50%的 β 粒子射到收集极上,求由于 β 粒子直接射到电极上所产生的电流。

6. 设 α 粒子在平行板电离室中的径迹如右图所示,径迹长度为 l,假定沿径迹各处的比电离 S 为常数,且电子的漂移速度 W^- 亦为常数,试求电子的电流脉冲 $i(t)$ 关系式?



7. 一充 He 气正比计数器,工作在场强为10^4 V/cm,气压为 760 mmHg。求第一汤生系数 α 值;设雪崩初始位置距离阳极丝 0.1 cm,估算雪崩放大倍数 M。

8. 在 α 值较小的情况下,证明汤生系数 α 可采用以

下近似表达式：

$$\alpha = \sqrt{\frac{kNCV_0}{2\pi\varepsilon_0 r}}$$

公式中系数 k 值(单位：cm^2/V)是与工作气体有关的数值；N 为单位体积气体的分子数；$\varepsilon = E/\alpha$ 是电子在两次碰撞之间从电场中获得的能量；C 是阳极丝每单位长度的分布电容；ε_0 为气体的介电常数；V_0 是阳极与阴极之间的电位差。

9. 一个正比计数器的阳极半径为 0.003 cm，阴极半径为 1.0 cm，充一个大气压的 90% Ar + 10% CH_4 气体($K = 4.8\times10^4$ V/cm - atm；$\Delta V = 23.6$ eV)，为了得到 $M = 1\,000$的气体放大倍数：① 需要加多高的电压？② 在相同电压下，如果阳极半径增加一倍，放大倍数是多少？③ 如果阳极半径不变，而阴极半径加倍，放大倍数如何变化？

10. 在 0.5 大气压的圆柱型正比计数器中，自由电子的迁移率是 1.5×10^{-4}(m/s)·m/(V·atm)，开始产生雪崩的阈电场是 2×10^6 V/m。设阳极半径为0.005 cm，阴极半径为 2 cm，当外加电压为 1 500 V 时，计算电子从阴极到放大区的漂移时间。

11. 一支 BF_3 计数管内充 96%的^{10}B，气压为 600 Torr，入射的热中子在气体中的路程长度为 10 cm，计算该计数管对中子的探测效率。已知^{10}B 对中子的吸收系数 $\mu = 0.082\ cm^{-1}$，1 Torr $= \frac{1}{760}$atm。

(答案：56%)

12. 在 G - M 计数管中，阳电极丝和阴极的半径各为 5×10^{-3} cm 和1 cm。管内充 10 cmHg 氩气，工作电压为 1 000 V。求正离子从集电极丝附近形成起至阴极所需要的时间。如果该计数管的死时间是 3.5×10^{-4} s，测量的辐射样品计数率为每分钟 26 000 计数，问样品的实际计数率是多少？

13. 一多丝正比室阳极丝的丝径 $d = 20\ \mu m$，丝距 $S = 2$ mm，丝平面到阴极的距离 $L = 8$ mm，若阳极和阴极的电位差 $V = 4\,000$ V，求阳极丝单位长度上的电荷量。如果 $S = 3$ mm，丝表面电场不变，则应加多高的工作电压？如果多丝室阳极丝周围入射的粒子是均匀的矩形分布，计算其位置分辨的均方差 σ。

14. 一工作在标准条件下充 Ar 气多丝正比室，其阳极丝半径 $a = 10\ \mu m$，阴极半径 $b = 8$ mm。当工作电压为 $V_0 = 3$ kV 时，气体放大倍数可达到 10^6。已知离子在 Ar 气中的迁移率为 $\mu^+ = 1.7\ cm^2\cdot s^{-1}\cdot V^{-1}\cdot atm^{-1}$。估算其离子漂移时间和探测器输出最大电流。

15. 在外磁场 $\boldsymbol{B}$ 作用下，气体探测器中原初电离电子的运动不仅受到电场力的作用，还受到洛伦兹力的影响，形成圆周或螺旋线运动，其运动方程为

$$m\ddot{\boldsymbol{x}} = q\boldsymbol{E} + q\cdot\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B} + m\boldsymbol{A}(t)$$

式中 $m\boldsymbol{A}(t)$是一个依赖于时间 t 的随机作用力，它等效于气体分子热运动对电子在电场和磁场中运动的影响。假设 $m\boldsymbol{A}(t)$在一段时间内的平均效果可以看作为一个与运动速度成正比的摩

擦力 $-\frac{m\boldsymbol{v}}{\tau}$（$\tau$ 为两次碰撞间的平均时间），并且在恒定外场中漂移速度最终达到一个稳定值（即 $\dot{\boldsymbol{v}}_{\text{drift}}=0$）。① 证明其漂移速度服从如下关系式：

$$\boldsymbol{v}_{\text{drift}}=\frac{\mu}{1+\omega^2\tau^2}\left[\boldsymbol{E}+\frac{\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}}{\boldsymbol{B}}\omega\tau+\frac{(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B})\boldsymbol{B}}{B^2}\omega^2\tau^2\right]$$

式中 $\mu=e\cdot\tau/m$ 是带电载流子的迁移率，$\omega=e\cdot B/m$ 是回旋频率。② 设漂移室的外磁场方向与丝方向平行，且与漂移电场方向垂直，给出电子的漂移速度关系式。

16. 试由 TPC 的工作原理，解释其栅丝平面（又称为 gating grid）的作用。为何栅极的驱动电压在时间和幅度上必须有很好的配合？

17. 一平板火花室的容积为 300 cm^3，内充 90% 氩气和 10% 的酒精蒸气，工作气压为 10 cmHg，当温度为 15 ℃时，若每一次放电有 10^9 个酒精分子离解，试估计该探测器的寿命。

18. 由静电学模型，证明 RPC 压降 V_{d} 满足下列公式：

$$V_{\text{d}}=2\langle Q_{\text{e}}\rangle rs\rho$$

式中 r 为粒子计数率，s 是 RPC 气隙，$\langle Q_{\text{e}}\rangle$ 是收集的平均电荷，ρ 为体电阻率。

19. 依据广义 Ramo 定理和权场理论，试推证下面公式（式中各物理量定义见 3.4.2 节）：

$$q_{\text{ind}}=\frac{q_{\text{e}}}{\eta d}\Delta V_{\text{w}}\sum_{j=1}^{n_{\text{cl}}}n_j\left[\text{e}^{\eta(d-x_j)}-1\right]$$

第5章　半导体探测器

半导体探测器是20世纪60年代初迅速发展起来的一种新型粒子探测器，它实质上就是一个工作介质是固体的电离室。带电粒子在半导体探测器内产生一对电子-空穴所需的能量，在硅中是3.6 eV，在锗中是2.8 eV，比在气体中产生一对电子离子对所需的平均能量～30 eV小一个数量级，所以在半导体探测器中产生的电子和空穴对数目比气体中产生的电子和离子对数目要大得多。因此，沉积相同的能量，半导体探测器的能量分辨率高。此外，它还具有能量线性响应好、脉冲上升时间快、位置分辨率好等优点，被广泛地应用于原子核与粒子物理、天体物理、宇宙线科学、核医学等各个领域。在α能谱测量方面，除了对能量分辨要求特别高或待测源面积特别大等少数情况以外，几乎完全取代了磁谱仪和屏栅电离室。在γ能谱测量方面，Ge(Li)半导体谱仪与通用的NaI(Tl)谱仪相比，能量分辨率高1～2个数量级，从而使γ能谱的分析发生巨大的变化。随着大规模集成电路技术和低噪声电子学的发展，硅微条探测器(Silicon Micro Strip Detector)应运而生，成为高能粒子物理实验精确测量粒子相互作用顶点和粒子径迹的顶点探测器和径迹室。

5.1　半导体探测器的工作原理

5.1.1　半导体的基本知识

一、能带论

物体导电是物体内电子在外电场作用下定向运动的结果，外电场对电子的作

用使电子运动的速度和能量发生变化。物质的导电能力用体电阻率 ρ 表示，单位是欧姆·厘米(Ω·cm)。根据导电能力，物质分为导体、半导体和绝缘体。导体的电阻率在 10^{-5} Ω·cm 以下，绝缘体的电阻率在 10^{14} Ω·cm 以上，半导体的电阻率介于二者之间，一般在 10^{-2}～10^{9} Ω·cm。除了人们熟知的半导体材料硅(Si)和锗(Ge)以外，砷化镓(GaAs)、碲化镉(CdTe)、碘化汞(HgI_2)等都属于半导体材料。

半导体一般以晶体形式存在。晶体可分为单晶和多晶。在单晶中，所有原子都连续地按同一规律周期性地排列。多晶是由许多小晶体颗粒杂乱地堆积而成，所以是不均匀的。半导体探测器和下一章讲的闪烁晶体绝大多数都是用单晶材料制成的。

固体的导电性可以用能带论解释。

原子物理指出，孤立原子中的电子具有的能量状态不是任意的，电子只能存在于一定的能级上，能级之间是禁区，电子是不能存在的。电子能量的变化是电子从一个能级跃迁到另一个能级。在晶体中，原子按规则堆积形成晶格排列，晶格上的原子和电子以及电子和电子相互之间有电磁力作用，因此晶体中电子的能量状态就和孤立原子不同。根据泡利不相容原理，一个体系的每一个能级只能有两个电子，所以晶体中原子的能级就劈裂成许多十分靠近的新能级。由于晶体中原子数目非常多，这些劈裂的能级彼此就非常接近，以至于可以看成是连续的，即形成“能带”。能带宽度与能量和原子之间距离有关，波函数重叠越大，能带就越宽。图5.1.1给出了绝缘体、半导体和导体的能带图。

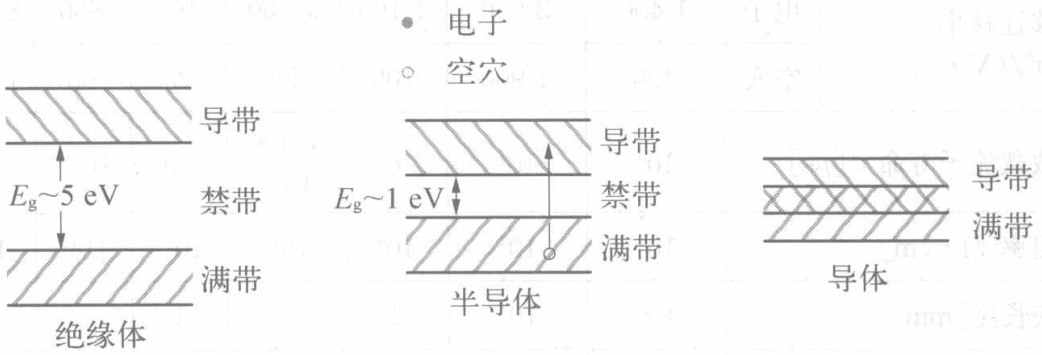


图 5.1.1　绝缘体、半导体和导体的能带图

价带或满带是指被电子占满的能级，一般，外电场作用时，价带的电子不形成电流，对导电没有贡献。被电子部分填充的高能态能级称为导带，在外电场作用下，电子从外电场吸收能量，跃迁到未被电子占据的能级，在晶体中建立其电子动量的不对称分布，从而产生一定的电流。价带和导带之间的禁区称为禁带。禁带的宽度也称为能隙，记做 E_g。必须说明，这只是形象化的说法，能带只是指晶体中

电子可能处在的能量状态。

如图 5.1.1 所示，绝缘体、半导体和导体之间的差别在于禁带宽度不同。金属不存在禁带，价带与导带交织在一起，导电性能好。绝缘体的禁带最宽，约 5～10 eV，不导电。半导体的禁带较窄，约 0.1～2 eV，导电性能差。例如在室温下，硅的能隙为 1.12 eV，锗的能隙为 0.67 eV。导电性能比绝缘体好，而次于金属导体。各种半导体材料的特性列在表 5.1.1 中。

表 5.1.1　几种半导体材料的性能参数

材　　料		Si	Ge	CdTe	CdZnTe	HgI_2	CdSe	GaAs
原子序数[Z]		14	32	48,52	48,30,52	80,53	48,34	31,33
密度[g/cm^3]		2.33	5.32	6.06	5.9～5.95	6.4	5.74	5.36
介电常数 ε		11.7	15.7	4.46		8.8		12.5
禁带宽度 E_g[eV]		1.12/1.16	0.67/0.74	1.47	1.4～2.26	2.13	1.70	1.43
平均电离能 W[eV]		3.62/3.76	2.80/2.96	4.46		4.3		4.35
工作温度[K]		300/77	300/77	300	300	300	300	300
漂移迁移率[$cm^2/(V \cdot s)$]	电子	1 450	3 900	1 100	1 100	100	650	8 600
	空穴	450	1 900	100	50	4	65	1 000
少数载流子寿命 τ[μs]		10^3	10^3	6	1.1×10^{-2}	25	10^{-3}	0.1
电阻率[$\Omega \cdot cm$]		10^4	10^2	10^9	10^{11}	10^{13}	10^{12}	10^7
俘获长度[mm]		10^3	10^3	1		1		1
能量分辨率 FWHM[keV]	^{55}Fe, X 5.9 keV	0.136		1.1	1.5	0.295		
	^{241}Am, γ59.5 keV	0.40	0.3	1.5	3	1.2	5.9	2.6
	^{57}Co, γ122 keV	0.55	0.4	4.5	3.9	2.0		
	^{137}Cs, γ662 keV	0.9	0.9	8	10	4.5		
	^{241}Am, α5.48 MeV	13.5			64.8			

由于能带取决于原子之间的距离，因此禁带宽度 E_g 与温度和压力有关。一般说，禁带宽度大的材料耐温度性能和耐辐照性能好。

由表可知，硅的密度为 2.33 g/cm^3。最小电离粒子在硅中的能量损失 $dE/dx = 3.9$ MeV/cm，每微米路径上产生约 100 对电子空穴对；由于电子和空穴在硅中的迁移率较大（$\mu_n = 1\,450$ cm^2/(V·s)，$\mu_p = 450$ cm^2/(V·s)），所以电荷收集很快（<10 ns）。最小粒子穿过单位面积（cm^2）厚 300 μm 的硅材料时将产生 3.2×10^4 对电子空穴对。

二、本征半导体

理想的不含杂质的半导体称为本征半导体。正常情况下，本征半导体的价带完全被电子占满，导带中没有电子。当有外界作用时，如热、光、入射粒子等，价带中的电子就会获得能量，被激发到导带上去，而在价带中留下“空穴”。这些电子如同自由电子一样，能在晶体中运动，参与导电。这就是所谓电子型导电。除了电子以外，空穴也可以参与导电，这是因为价带中的空穴很容易被邻近原子的电子占据，而这个失去电子的原子又形成空穴，从效果上看好像是空穴移动了。这就是所谓空穴型导电。但是价带内电子是共有的，受束缚的，不同于导带中的电子的运动。因此空穴的迁移速度比电子慢一些，但比气体中离子的漂移速度快。由此可见，半导体中存在两种导电机制：电子型和空穴型。相应于导带中电子运动的半导体材料称作电子型或 N 型半导体，相应于价带中空穴运动的半导体材料称作空穴型或 P 型半导体。我们把半导体材料中的电子和空穴统称为载流子。

热激发产生的本征载流子数目与温度和材料的禁带宽度 E_g 有关。温度高，E_g 小，产生的载流子数目就多。但是电子和空穴相遇时会复合消失，产生得越多，复合几率也就越大。在一定温度下，产生率和复合率达到相对平衡，半导体内保持一定数目的载流子。由固体物理可以证明，本征半导体内的载流子平衡浓度 n_i 的平方等于单位体积（cm^3）电子浓度 n 和空穴浓度 p 的乘积：

$$n_i^2 = n \times p = UT^3 \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \tag{5.1.1}$$

式中 T 为绝对温度（K），U 是表征材料特性的比例系数，其值与温度无关，E_g 是禁带宽度（eV），k 是玻耳兹曼常数。

不含杂质的理想本征半导体硅和锗的载流子浓度的经验公式是

$$\text{本征硅}\quad n_i^2 = 1.5\times10^{33}\, T^3 \exp\left(-\frac{1.21}{kT}\right) \tag{5.1.2}$$

$$\text{本征锗}\quad n_i^2 = 3.1\times10^{32}\,T^3\exp\left(-\frac{0.785}{kT}\right) \tag{5.1.3}$$

因此，在室温下（$T=300$ K），硅和锗的载流子浓度为

$$\text{本征硅}\quad n = p = 1.5\times10^{10}/\text{cm}^3 \tag{5.1.4}$$

$$\text{本征锗}\quad n = p = 2.4\times10^{13}/\text{cm}^3 \tag{5.1.5}$$

由于半导体的禁带宽度小，所以在室温下，甚至更低的温度下，热激发就会产生本征载流子，而气体的电离能要比半导体的禁带宽度大一个数量级，故气体探测器不存在本征载流子问题。

三、P 型半导体和 N 型半导体

真正的理想半导体材料是没有的，由于化学杂质和结构缺陷会对半导体的性质产生或多或少的影响。人们常常通过在本征半导体内“掺杂”来获得电子型半导体或空穴型半导体。例如在四价元素硅中掺入五价杂质元素磷。这时磷原子占有硅原子的一个晶格位置和相邻的硅原子形成共价键，剩余的第 5 个价电子与磷原子的结合就不很紧密了，只需要很小的能量～0.05 eV 就可能激发电离，成为自由电子，参与导电（图 5.1.2(a)），而磷原子成为带正电的离子。但是这种杂质离子不是空穴。因为价带中的电子不能随便进入这一能级，它不参与导电，是不能移动的正电中心。由于这种半导体的导电主要是由电子贡献的，所以叫电子型或 N 型半导体。这种能把电子贡献给导带的杂质称为“施主杂质”，能级称为“施主能级”。常用的施主杂质有磷、砷、锑、锂等。对锗，它们的施主能级距导带底部仅0.01 eV；对硅，磷、砷是 0.05 eV，锑是 0.04 eV，锂是 0.03 eV。同样在硅中掺入少量三价元素硼，硼原子同样会占据硅原子的一个晶格位置。由于硼只有三个价电子，与邻近的硅原子只能形成三个共价键，这就有从附近硅原子吸收一个电子的趋势，使硼原子成为负离子，同时在价带上面形成一个新的局部能级，如图 5.1.2(b)所示。价带内的电子很容易跳入该能级而在价带中留下一个空穴。这个电子要被激发到导带上去需要很高的能量，故它是不参与导电的。因此这种半导体的导电主要是由空穴贡献的，所以叫空穴型或 P 型半导体。这种能接受价带中电子而产生空穴的杂质称为“受主杂质”，杂质能级称为“受主能级”。常用的受主杂质有硼、铝、镓和铟。对锗，它们的受主能级

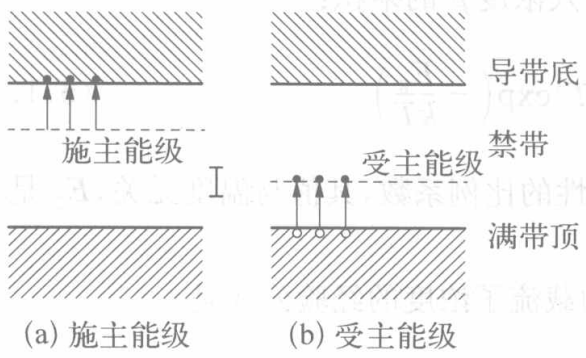


图 5.1.2　半导体掺杂能级

距价带顶部仅 0.01 eV；对硅，硼是 0.05 eV，铝是 0.06 eV，镓是0.07 eV，铟是0.16 eV。

N 型半导体中的本征空穴和 P 型半导体中的本征电子也参与导电，它们称为少数载流子。由此可见，对于掺杂的半导体，除了本征激发产生的电子空穴对以外，还有施主杂质提供的电子和受主杂质提供的空穴，因此电子浓度 n 和空穴浓度 p 不相等，两者相差很大。例如，硅单晶每立方厘米有 5.22×10^{22} 个硅原子，如掺百万分之一的施主杂质，每立方厘米有 5.22×10^{16} 个杂质原子。由于施主杂质的 E_g 很小，室温下几乎全部电离，可提供导电电子浓度为 $5.22\times10^{16}/\text{cm}^3$，而本征硅的导电电子浓度是 $1.5\times10^{10}/\text{cm}^3$。显然 $n_{施}\gg n_{本}$。因此掺杂半导体的电子空穴浓度分别为

$$\text{N 型半导体}\quad n=n_{施},\ p=\frac{n_i^2}{n_{施}} \tag{5.1.6}$$

$$\text{P 型半导体}\quad p=p_{受},\ n=\frac{n_i^2}{p_{受}} \tag{5.1.7}$$

实际上，半导体材料几乎都含有施主和受主两种杂质原子，它究竟是 P 型还是 N 型半导体，要看它含有哪一种杂质多。含有等量施主和受主杂质的材料，其性能与纯半导体材料类似，称之为“准本征半导体”材料。锂漂移探测器就是通过适当的工艺，使锂和 P 型材料的受主杂质相补偿，从而获得“准本征半导体”材料。

除了化学杂质之外，晶体还可能出现结构上的缺陷。缺陷大致有两类：一类属于点缺陷，就是晶格上出现空位或者应该空位的位置出现了原子；另一类是线缺陷，就是晶体受应力时沿某些平面的滑移，也称位错。晶格缺陷也能俘获或者放出电子，相当于在晶体禁带中附加受主能级或施主能级，也起受主或施主作用。

5.1.2　PN 结

把 P 型半导体和 N 型半导体通过适当工艺结合在一起，在交界面就形成 PN 结。结合前 N 型半导体中电子密度大，P 型半导体中空穴密度大，所以结合时 N 型半导体中的电子就会向 P 型半导体中扩散，而 P 型半导体中的空穴向 N 型半导体中扩散。扩散的结果在交界面附近形成 PN 结。在 PN 结区，电子空穴很少，在 N 区剩下固定的带正电荷的杂质离子，在 P 区留下固定的带负电的杂质离子。这样，杂质正负离子就形成空间电荷，这些空间电荷形成一个内建电场，其方向从 N 区指向 P 区，它将阻碍电子和空穴的继续扩散，并造成少数载流子的反向漂移运动。当扩散运动和反向漂移运动达到平衡时，形成 PN 结，P 区或 N 区的电子空穴

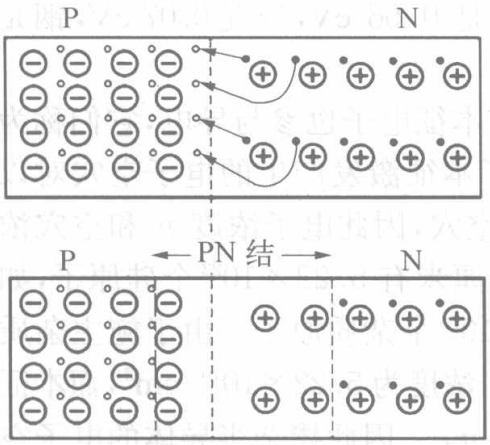


图 5.1.3　PN 结的形成

浓度就不再变化。如图 5.1.3 所示，这个由杂质离子组成的空间电荷区，即 PN 结区，内建电势差 V_D，加在 PN 结两边的电位差，势垒高度为 eV_D。阻碍电子和空穴的扩散，所以也叫“势垒区”或“阻挡层”。在势垒区中，杂质原子都已电离，而导电的电子和空穴数目都很少，电阻率极高，因此又叫“耗尽层”。

PN 结没有加电压时，空间电荷区只有电子和空穴扩散形成的比较弱的内建电场，载流子的扩散运动和漂移运动趋于平衡，如图5.1.4所示。如果在 PN 结上加正向电压 V_0，即电源正端接 P 型半导体，负端接 N 型半导体，那么外加电场 E_0 和内建电场方向相反，从而削弱了内建电场，相当于耗尽层被压缩了，有利于电子和空穴的扩散运动。P 区的空穴可以顺利通过 PN 结到达 N 区，流向电源的负极，形成空穴扩散电流。同理，N 区的电子也通过 PN 结和 P 区，流向电源的正极，形成电子的扩散电流。此时 PN 结阻挡层呈现低阻特性。相反，如果在 PN 结上加反向电压，即电源负端接 P 型半导体，电源正端接 N 型半导体，则外加电场和 PN 结内建电场方向相同，PN 结势垒由 V_D 增加到 $V_D + V_0$，电场增强，从而使阻挡层增厚，电阻增大，漂移运动增强，电子和空穴将背对阻挡层分别向两边移动，漂移电流远大于扩散电流。此时耗尽层的电阻率远大于普通 N 型材料和 P 型材料。

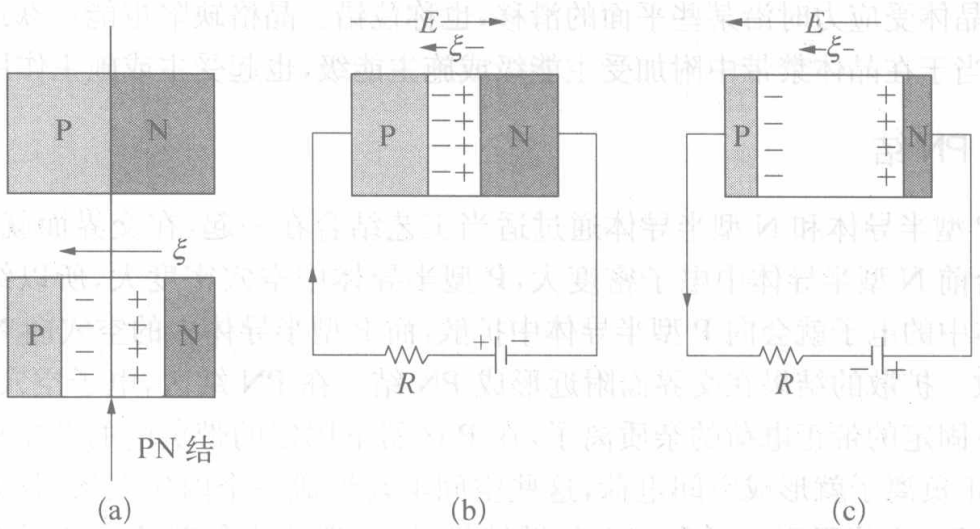


图 5.1.4　PN 结偏压特性

5.1.3　半导体探测器的工作原理

半导体探测器的灵敏体积就是利用加反向偏压的 PN 结，见图 5.1.5。为什么半导体 PN 结可以作为灵敏区？在 PN 结区，可移动的载流子基本被耗尽，只留下电离了的正负电中心，对电导率无贡献，其具有很高的电阻率。PN 结加上一定负偏压，耗尽区扩展，可达全耗尽，死层极薄，外加电压几乎全部加到 PN 结上，形成很高电场。当带电粒子进入此灵敏区时，产生电离，形成电子空穴对。与气体中电子和离子的漂移运动一样，电子和空穴在电场的作用下分别向两极运动，被电极收集，产生脉冲信号。信号幅度与带电粒子在半导体材料中产生的电子空穴对成正比，也就是正比于入射粒子在半导体探测器中损耗的能量。且漏电流很小，有很好的信噪比。这就是 PN 结型半导体探测器工作的基本原理。图 5.1.6 给出了半导体探测器输出电路。

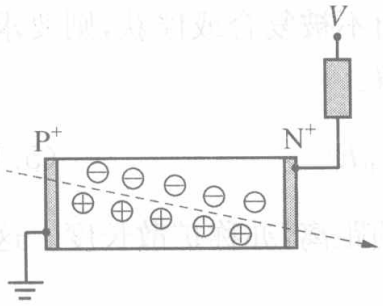


图 5.1.5　半导体探测器工作原理

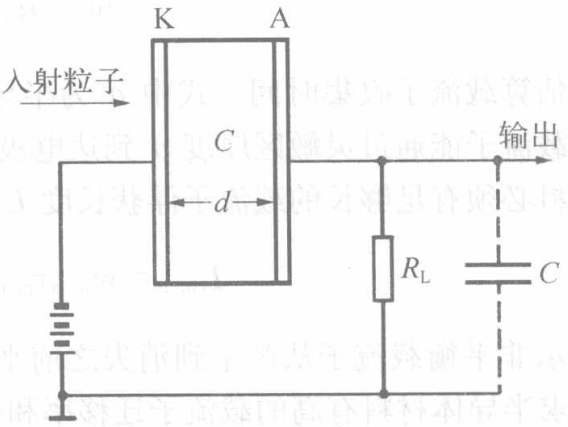


图 5.1.6　半导体探测器输出电路

由此可见，半导体探测器的工作原理和气体探测器是相当类似的，只是工作介质是固体。因此半导体探测器也有人称作为固体电离室。带电粒子在半导体中产生的电子空穴对所需能量 W 值(亦称平均电离能)与半导体材料和温度有关。在室温下(300 K)硅的平均电离能是 3.62 eV，锗的平均电离能是 2.80 eV。可见它们的平均电离能要比气体的 W 值小一个数量级。这是半导体探测器的一个重要特点，是半导体探测器的能量分辨好的一个重要原因。

电子和空穴的漂移运动速度 w_n 和 w_p 与电场强度 E 有如下关系：

$$w_n = \mu_n E; \quad w_p = \mu_p E \tag{5.1.8}$$

μ_n 和 μ_p 分别是电子和空穴的迁移率，表示单位电场强度下载流子的平均漂移速

度，它与温度、场强和杂质浓度有关。在给定的温度和杂质浓度下，只要电场较小，迁移率可视作常数，因而漂移速度正比于电场强度。表 5.1.1 给出了室温下各种半导体材料的电子和空穴的迁移率。保持迁移率是常数的场强上限如下：对硅，在室温下是 400 V/cm，150 K 时是 70 V/cm；对锗，室温下是 100 V/cm，77 K 时是 20 V/cm。随着场强的增加，迁移率逐渐减小，在强电场下，漂移速度达到饱和。

在半导体材料中，除了热激发产生本征载流子以外，入射带电粒子也将产生载流子，这是非平衡载流子。半导体探测器就是基于收集入射粒子产生的非平衡载流子。为了减少载流子的损失，尽可能要全部收集，以便保持能量线性。因此必须选择半导体材料的载流子的漂移寿命远大于载流子的收集时间 T。由公式

$$T=\frac{d}{w_{\mathrm{p}}}=\frac{d}{\mu_{\mathrm{p}}E}=\frac{d^2}{\mu_{\mathrm{p}}V_0} \tag{5.1.9}$$

可以估算载流子收集时间。式中 d 为半导体灵敏区厚度，V_0 是工作电压。为了保证载流子能通过灵敏区厚度 d 到达电极被收集而不被复合或俘获，则要求半导体材料必须有足够长的载流子俘获长度 L，即 $L>d$。

$$L_{\mathrm{n,\,p}}=\bar{w}_{\mathrm{n,\,p}}\tau_{\mathrm{n,\,p}}=\mu_{\mathrm{n,\,p}}\tau_{\mathrm{n,\,p}}E \tag{5.1.10}$$

L 表示非平衡载流子从产生到消失之前平均移动的距离，亦称扩散长度。这也就是要求半导体材料有高的载流子迁移率和长的寿命。

电子和空穴的复合和俘获是很复杂的过程，一般分为两种情况。一种情况是导带中的电子直接被满带中空穴俘获，电子空穴对消失，多余的能量以光子形式释放出来，或者将能量传给晶格，成为晶格的热运动能。另一种情况是通过处于禁带内的中间能级进行的。中间能级是由杂质原子晶格缺陷和位错等造成的，它或者从导带俘获电子或从满带俘获空穴，若是俘获电子则与满带中的空穴复合，若是俘获空穴则与导带中的电子复合；或者仅有前一个过程，而无后一个过程；或者接着前一个过程之后，载流子又回到原来能带。前一种情况是复合，中间能级称为复合中心；后两种情况是俘获，中间能级称为俘获中心。

由于复合和俘获效应，入射粒子产生的非平衡载流子数目 N_0 将随时间减少而趋向热平衡状态。理论和实验都表明 N_0 随时间 t 按指数规律减少：

$$N=N_0\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}} \tag{5.1.11}$$

式中τ称为载流子寿命，它表示非平衡载流子从产生到复合或俘获之前平均存在的时间。半导体材料晶格缺陷越多，复合几率越大。所以τ与半导体材料的种类、纯度和工艺有关。

5.2　半导体探测器的种类

自20世纪60年代以来，半导体探测器得到迅速的发展，制造了适用于各种目的和要求的探测器。从制作方法分可以有PN结型探测器、锂漂移型探测器、全耗尽型探测器；按材料分类可有高纯探测器和化合物半导体探测器。目前使用的半导体探测器大多是PN结型的。

5.2.1　PN结型半导体探测器

PN结探测器的灵敏区就是加反向偏压的PN结，它具有良好的能量线性、高的能量分辨率和时间分辨本领好等优点，在α及其他重带电粒子能谱测量方面有重要的应用；它还可以做dE/dx探测器；可以制成半导体夹层谱仪；而且在剂量监测方面也有重要的应用。PN结半导体探测器可分为扩散型、面垒型和离子注入型等。这几种探测器的基本原理是一致的，但制作方法和工艺不同，各有各的特点。

一、扩散型

扩散型探测器是把一种类型的杂质扩散到浓度较低的另一类型半导体内形成的。一般都用高电阻率、长载流子寿命的P型硅来制造，把5价磷在高温下(800～1 000 ℃)扩散到P型硅中，从而形成一薄层N型半导体，此N型薄层与原来P型硅的交界处就形成一个PN结。磷可以是气态，也可以是固态。由于扩散型探测器有较厚的死层(0.1～1 μm)，灵敏区的最大厚度限制在～600 μm。因扩散型PN结的制作需要经过1 000 ℃左右的高温处理，这会导致半导体载流子寿命减小，影响能量分辨率。随着低噪声氧化物钝化PN结探测器的发展，克服了上述的缺点，扩散型探测器得到新的发展。

二、面垒型

面垒型探测器的制造比扩散型简单得多，不需要高温处理。以金硅面垒探测

器为例，先把 N 型硅切割成所需的大小，研磨后在一个面上做欧姆接触的后电极，然后将后电极保护起来进行腐蚀、清洗和干燥，之后再用不同的方法氧化。最后进行封装，在灵敏面上真空蒸金。金的厚度只有几百个原子层厚，金掺入硅后变成 P 型硅，与 N 型硅结合构成灵敏层。这样就制成了金硅面垒半导体探测器。工作时以涂金层作为阴极，以 N 型硅作为阳极。

面垒型探测器形成 PN 结的机理还不完全清楚。有人认为是金属—氧化物—半导体机制，在 N 型硅表面生成的氧化物起 P 型层作用。也有人认为是金属—半导体机制，在它们的接触面上直接形成 PN 结。两种看法都可以解释一些现象，有待进一步研究。

由于面垒型探测器窗薄、噪声低、能量线性好、工艺简单、成品率高、不需要高温处理，所以能量分辨率比扩散型高，易于制造大面积均匀探测器，也可以做成很薄的 dE/dx 探测器，因而面垒型 PN 结探测器在质子等带电粒子测量中得到了广泛的应用。

金硅面垒探测器结构如图 5.2.1 所示。图 5.2.2 是用金硅面垒探测器测量 ^{241}Am 的 α 粒子能谱图。

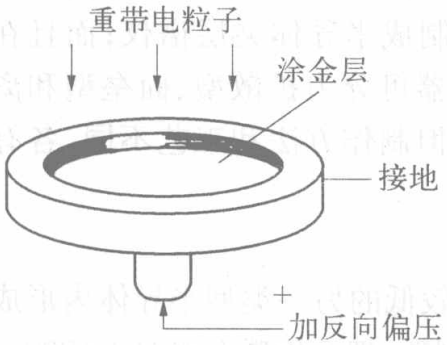


图 5.2.1　金硅面垒探测器结构图

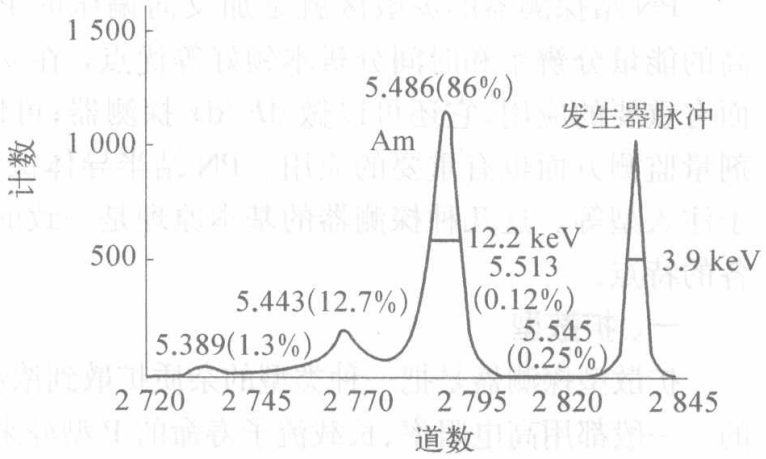


图 5.2.2　用金硅面垒探测器测得的 ^{241}Am 能谱图

三、离子注入型

离子注入型探测器利用离子注入掺杂法形成 PN 结。加速器产生具有一定能量的正离子束直接穿透半导体表面形成 PN 结。通常用硼离子轰击 N 型硅，或者用磷离子轰击 P 型硅。这种方法制造的探测器对环境和真空很稳定，可以在高阻硅上得到极薄的窗，但是，由于入射离子产生的强辐射损伤，形成大量的复合和俘获中心，使其能量分辨率不如面垒型的好。

5.2.2　锂漂移型半导体探测器

上述 PN 结型探测器的厚度一般不超过 1～1.5 mm，因此对探测能量较高的带电粒子和 X、γ 射线比较困难。锂漂移探测器具有灵敏区厚度大的优点，适于高能带电粒子和 X、γ 射线的测量。

锂漂移型探测器是把锂从 P 型半导体（可以是硅或锗）的一面扩散进去。由于 Li 在 Si 和 Ge 中有高的迁移率和低的电离能（在 Si 中是 0.03 eV，在 Ge 中是 0.01 eV），在室温下就已经全部电离。而且 Li 离子的半径很小（～0.6 Å），比室温下 Si 和 Ge 的晶格间距（5.64 Å 和 5.42 Å）小，所以 Li 离子很容易穿过晶格，以相当大的速度深入 Si 和 Ge 中。Li 的一个价电子在室温下全部贡献到导带中，起施主杂质作用。它和原来 P 型杂质硼离子由于静电作用形成稳定的 B－Li 离子对，从而达到补偿目的。如图 5.2.3 所示。

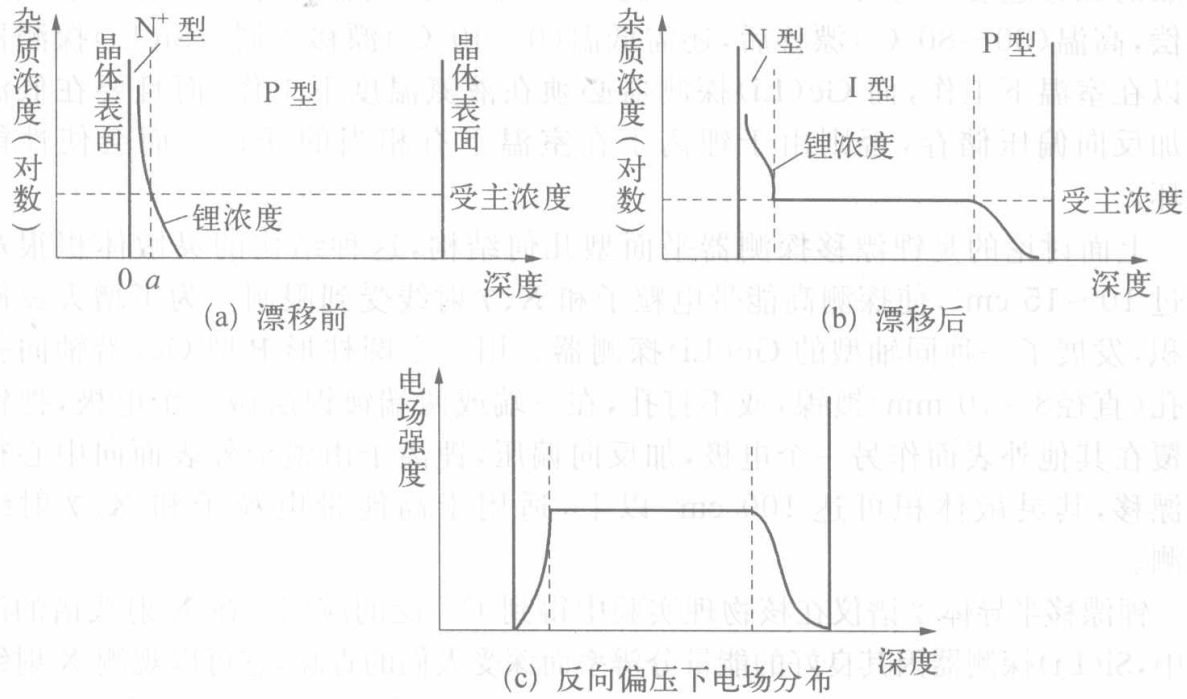


图 5.2.3　受主杂质和锂施主杂质的浓度分布

在扩散层的 PN 结上加反向偏压，并提高温度，则带正电的锂离子在电场作用下将沿电场方向继续向 P 型半导体深部漂移。锂离子在漂移过程中存在着“自动补偿”作用，即在锂离子漂移到的区域内，锂离子密度将自动地与半导体内原有受主密度相等。这样，在 Li^+ 漂移到的区域内，半导体就变成本征半导体了，这就构成了 I 区；Li^+ 尚未漂移到的区域，仍是 P 型区；而靠扩散法大量掺入了锂原子的表

面区域则是N型区。这就构成了NIP结。回到室温时，有一段区域就形成了电阻率极高的本征层，它的电场强度很大。这种探测器是均匀准本征材料和PN结的组合，常叫NIP探测器。

文献[5]证明锂漂移形成的本征层厚度 x 与漂移电压 V、漂移时间 t 和锂离子迁移率 μ 之间有如下关系：

$$x=\sqrt{2\mu Vt} \tag{5.2.1}$$

μ 与漂移温度 T 有关，T 越高 μ 越大。本征层厚度 x 在一定漂移电压和漂移温度下只由漂移时间决定，一旦形成则与所加反向工作电压无关。

Si和Ge都可以用来做锂漂移型探测器，分别叫做硅锂探测器Si(Li)和锗锂探测器Ge(Li)。Si(Li)和Ge(Li)在制造技术上是相似的，主要差别在Ge不能使用像Si那样高的温度，所以锂离子迁移率很低，需要很长的漂移时间。一般的漂移速度为每月5～7 mm。此外，Ge(Li)探测器在漂移中容易形成过补偿，高温(30～80 ℃)漂移后，还需低温(0～40 ℃)漂移一周。Si(Li)探测器可以在室温下工作，而Ge(Li)探测器必须在液氮温度下工作，而且要在低温下加反向偏压储存，否则由于锂离子在室温下有相当的迁移率而会使性能变坏。

上面讨论的是锂漂移探测器平面型几何结构，这种结构的灵敏体积很难超过10～15 cm^3，使探测高能带电粒子和X、γ射线受到限制。为了增大灵敏体积，发展了一种同轴型的Ge(Li)探测器。用一个圆柱形P型Ge，沿轴向打一孔(直径8～10 mm)镀镍，或不打孔，在一端或两端镀镍层做一个电极，把锂涂覆在其他外表面作另一个电极，加反向偏压，锂离子由整个外表面向中心径向漂移，其灵敏体积可达100 cm^3 以上，适用于高能带电粒子和X、γ射线探测。

锂漂移半导体γ谱仪在核物理实验中得到了广泛的应用。在X射线谱的测量中，Si(Li)探测器因其良好的能量分辨率而深受人们的青睐，它可以观测X射线谱在一定能量范围的精细结构，^{241}Am 的59.5 keV全能峰的半高宽可达0.7 keV左右，这是其他探测器无法比拟的。另外，Si(Li)探测器具有较高的本征探测效率，也是其被广泛使用的原因。用Si(Li)探测器测量内转换电子的谱，可以得到内转换系数。Ge(Li)探测器被广泛地应用于核衰变图的研究，用它测到了许多新跃迁的存在。Ge(Li)探测器还可以用于活化分析，不经过化学分离而直接从样品的γ谱中分辨出某物质的特征γ射线来，并依据其强度来确定样品中某物质的含量。它还被广泛地应用于核燃烧的研究以及X射线荧光分析等领域。但是Ge(Li)探

测器要求在液氮温度(－190 ℃)下保存和使用，还要用较大的液氮冷却装置。由于使用了低温容器和真空室，增加了探测器的总体积，而且需频繁地添加液氮，使其应用受到了限制。

5.2.3　高纯锗半导体探测器

高纯锗半导体探测器(High Pure Germanium，缩写 HPGe)是20世纪70年代以后发展起来的新型探测器。材料纯度以材料中所含净杂质浓度表示，通常的高纯度材料的净杂质浓度在 $5\times10^{9}\sim10^{10}$ 原子/cm^3 范围。

高纯锗半导体探测器大多用P型材料，制造工艺类似PN结型探测器。在一块高纯P型材料的两边做 P^+ 和 N^+ 接触，PN结的扩散法、离子注入法和面垒法都可以用来做 P^+ 和 N^+ 接触。在高纯锗探测器中杂质极微少，但仍是含有一定极性杂质的半导体，与 P^+ 或 N^+ 层组成PN结，因此本质上还是一种PN结型探测器。它内部的电场分布是线性分布，像普通的PN结器件一样，耗尽层随反向偏压的增加而加厚。当偏压很高时整块晶体都成了耗尽层，如图5.2.4所示。通常 N^+ 锂扩散层较厚(几十微米以上)，而 P^+ 很薄(仅几个微米以下)，所以一般都采用 P^+ 面入射。

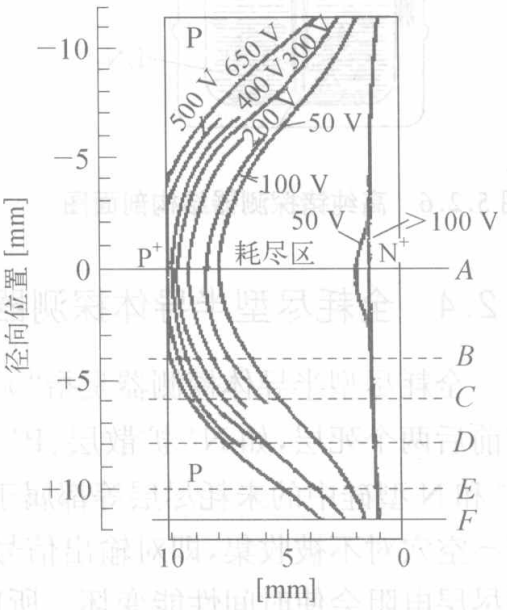


图 5.2.4　高纯锗探测器耗尽层剖面图

高纯锗半导体探测器的制造免去了锂漂移过程，大大缩短了制造周期。同时由于探测器内没有锂补偿，所以不需要在低温下保存，性能稳定可靠。它同Ge(Li)探测器一样具有高的能量分辨率，对γ射线探测具有高的探测效率，只是工作时，为了降低反向电流，要低温冷却。高纯锗半导体探测器不仅可以做成平面型或者具有环状深沟的槽形结构(图5.2.5)，有较厚的厚度(1～2 cm)，而且可以做成同轴型，其灵敏体积可达50～75 cm^3，很适合高能带电粒子和γ射线的探测。图5.2.6是高纯锗探测器结构剖面示意图，图5.2.7是高纯锗探测器测量 ^{60}Co 的γ射线能谱图。

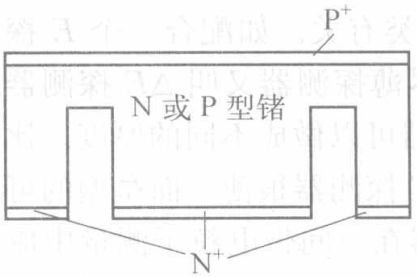


图 5.2.5　高纯锗槽型探测器

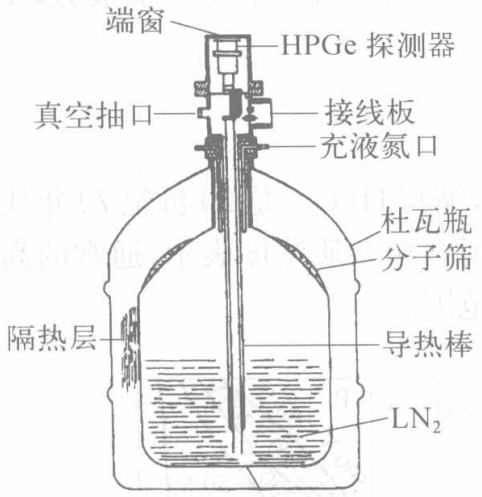


图 5.2.6　高纯锗探测器结构剖面图

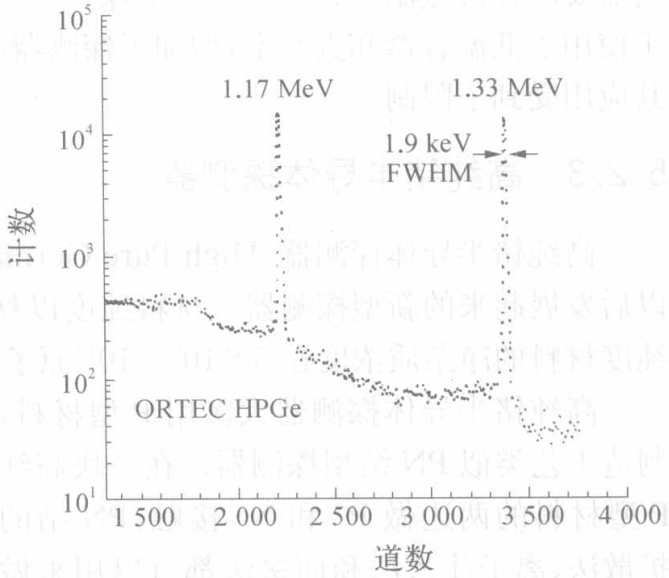


图 5.2.7　高纯锗探测器测得的^{60}Co γ 射线全能峰

5.2.4　全耗尽型半导体探测器

全耗尽型半导体探测器是指“无死层”的上述半导体探测器。上述探测器大都有前后两个死层，如 N^+ 扩散层、P^+ 层和 P 型硅中的未耗尽层、面垒型中的金层、N^+ 和 N 型硅中的未耗尽层等都属于死层。它们对带电粒子不灵敏，其中产生的电子－空穴对不被收集，即对输出信号没有贡献，给能量测量带来误差，而且由于非耗尽层电阻会使时间性能变坏。所以，在某些应用中希望尽量减小死层。全耗尽型探测器是一种特殊的 PN 结型探测器，使 P^+ 和 N^+ 层减至最小，使硅材料中不存在未耗尽的部分。一般选用具有较大电阻率的材料和适当高的工作电压，以使耗尽层扩展到整个厚度，而磷扩散层和蒸金层则必须控制得尽量薄。另外，耗尽层厚度的均匀性要求在 $\pm 0.5\ \mu m$。

全耗尽型半导体探测器主要用来鉴别粒子种类和进行能量测量。粒子穿过探测器时损失能量 ΔE（即 dE/dx）与粒子的能量和种类有关。如配合一个 E 探测器，通过测量 ΔE 即可确定粒子的种类。所以全耗尽薄探测器又叫 ΔE 探测器或叫 dE/dx 探测器。根据测量的不同要求，这类探测器可以做成不同的厚度。比如测量重粒子，特别是测量能量很低的粒子，则要求 ΔE 探测器很薄。面垒型的可以做到几十微米，最薄的可以只有几微米。这类探测器在空间带电粒子测量中应用十分广泛，是一种非常重要的探测器。这种探测器的电容对所加偏压不存在依赖性，使计算和测量的能量误差减小，信号上升时间很快，好的可以达到 2 ns，且输出

脉冲稳定，可以用于飞行时间测量和其他要求快测量的场合。所以目前许多半导体探测器都做成全耗尽型的。

5.2.5　化合物半导体探测器

一、CdTe 和 CdZnTe 探测器

碲化镉(CdTe)核辐射探测器有两类：一类是用密封提纯拉制的低阻 N 型 CdTe 单晶体制作的，以 Au 和 In 依次构成势垒和欧姆接触的探测器。这种探测器晶片厚度较薄，约 100 μm，在室温下探测^{55}Fe 的 5.9 keV X 射线和^{241}Am 的 59.5 keV γ 射线，已得到了较好的分辨率，其半高全宽度(FWHM)分别为 1.1 keV和 1.7 keV。另一类 CdTe 核辐射探测器是用移动熔区法拉制的高阻 N 型或 P 型 CdTe 单晶体制备的，晶片厚度为 5 mm 左右，在室温下用这种探测器探测^{137}Cs的 622 keV 和^{60}Co 的 1.33 MeV γ 射线，得到的 FWHM 分别为 8.5 keV 和14 keV。CdTe 探测器的优点在于有较大的平均原子序数(48,52)，禁带宽度较大(1.47 eV)，对 γ 射线有很高的阻止本领，探测效率较高。早在 20 世纪 60 年代就得到了较广泛的研究，材料制备技术比较成熟。但其主要缺点是载流子寿命还不够大，俘获长度较小，造成电荷收集不完全。CdTe 的禁带宽度还不够大，热激发产生的漏电流较大，这就使其发展与应用受到一定限制。

碲锌镉(CdZnTe，简称 CZT)晶体是一种性能优异的新型三元化合物半导体材料。它的电阻率高(约 $10^{10}\ \Omega \cdot cm$)，原子序数大(48,52)，禁带宽度较大，且随着 Zn 含量的不同，禁带宽度从 1.45 eV(近红外)至 2.26 eV(绿光)连续可调。在室温下对 X 射线、γ 射线能量分辨率好，能在室温至 100 ℃范围工作，能量探测范围为 10 keV～6 MeV。

CdZnTe 探测器的主体由半导体晶块和两端电极组成，晶块两端外施偏压。入射光子在半导体内通过光电作用和康普顿效应产生电子空穴对，其自身在连续的光电和康普顿效应作用下失去能量。由于该过程的截面大，电子空穴对只能形成直径为几微米的电荷云，电子空穴对数量与入射光子能量成正比。

CdZnTe 晶体的生长方法很多，主要有熔体生长法(VB、HPVB、HB)、溶液生长法(THM、TGSG)及气相生长法(PVT)。近年来，美国、俄罗斯、乌克兰和以色列等国在 CdZnTe 晶体生长方面取得了很大的发展，如今这几个国家都已将 CdZnTe 晶体材料商业化。尤其是美国，用 HPB 法生长的 CdZnTe 晶体电阻率高达 $10^{11}\ \Omega \cdot cm$。最近 CdZnTe 晶体的 LPB 法生长也取得了新的进展。L. Li 等人用改进的垂直布里奇曼法掺杂生长的 CdZnTe 晶体电阻率可达 $2\times10^{10}\ \Omega \cdot cm$～$2\times10^{11}\ \Omega \cdot cm$，$(\mu\tau)_e$ 值达到 $1\times10^{-2}\ cm^2/(V \cdot s)$，而且单晶体积超过 120 cm^3。

施勒辛格(T. E. Schlesinger)等人使用改进的水平布里奇曼法生长出了高质量的晶体材料，单晶片尺寸可达 40 mm × 38 mm × 5 mm，晶体的电阻率高于 $5\times10^{9}\ \Omega\cdot cm$，$(\mu\tau)_e$ 值达到 $1\times10^{-3}\ cm^2/(V\cdot s)$。Csaba Szeles 等人采用 EDG(Electric-Dynamic Gradient)方法也成功生长出了直径为 92 mm 的 CdZnTe 晶体，晶体的电阻率高达 $10^{9}\ \Omega\cdot cm\sim10^{10}\ \Omega\cdot cm$，$(\mu\tau)_e$ 值达到 $1.2\times10^{-3}cm^2/(V\cdot s)$。

由于高电阻率的 CdZnTe 材料可用于制造室温 X、γ 射线核辐射探测器，而这一点正是 Ge 和 Si 探测器的缺点。它集室温、高灵敏度、低噪声、响应光谱宽、脉冲时间短、探测效率高、抗辐照损伤能力强、大规模阵列集成、体积小、稳定性高、可批量生产等优势于一身，具有十分广阔的应用市场前景。因此，近年来 CdZnTe 探测器得到了迅速的发展，目前它已应用于生命科学、材料科学及环境科学等领域。高电阻率大面积 CdZnTe 探测器在 X 射线荧光分析(XRF)领域是 Si(Li)探测器有力的竞争者。CdZnTe 能谱仪在许多领域被认为是由光电倍增管或 P2I2N 光电二极管耦合闪烁计数器的替代品。例如：医学成像、能量分散的安全 X 射线照相系统和用于武器监控和安全检测装置的大面积单元件探测器。

当前国际上较大的注意力集中在医学成像器件上，这些器件包括由许多单元探测器组成的列阵、单片一维列阵和单片二维列阵。从用于牙科医生办公室的简易 X 射线机到心脏血管造影术(通过心脏的影像切片)到骨质密度测量，有很多 CdZnTe 探测器用于医学成像和诊断的实例。它还可用在核医学中指示大脑中活动区域的正确位置，以帮助描绘像癫痫症等病的情况。SoreqNRC 公司生产的一种名叫 NUCAM 的新一代 γ 射线相机的探头，是由大面积 CdZnTe 列阵组成的，其分辨率明显高于俄歇型闪烁相机。这些新生代相机的目标是取代俄歇型闪烁相机。最近美国 NOVA 公司研制的第二代乳房 X 射线照相仪采用的探头，也是由 CdZnTe 列阵组成的，该公司还开发了相应的信号读出芯片 MARY，该照相仪具有非常好的对比度和能量分辨率。另外，用于脑功能成像的正电子发射层 X 射线照相法是另一个潜在的应用领域。

在科学研究方面，CdZnTe 探测器在高能物理实验方面和天文物理研究方面也有很大的应用前景，例如它可用于高能粒子的探测系统。化合物半导体探测器具有很大的竞争力，可以预料在粒子物理方面的应用会得到很大发展。

二、GaAs 探测器

GaAs 探测器是最先研制成的有应用价值的室温半导体核辐射探测器，具有较好的能量分辨率。常见的有三种：第一种是用半绝缘的 SI - LEC GaAs 晶片制作的半绝缘高阻 GaAs 面垒型核辐射探测器，它的灵敏体积在 1 cm^3 以下。探测能量低于 122 keV 的 γ 射线时，其谱线的半高宽度(FWHM)值为 3.8 keV，它的载流

子收集效率很高，能大于100%。第二种是外延GaAs表面势垒型核辐射探测器，它是用液相外延生长在低阻GaAs衬底上的高纯GaAs单晶薄膜制成的。探测能量低于122 keV的γ射线时，其FWHM值在1～6 keV范围内。第三种是具有NIP结构的核辐射探测器，其性能介于前两者之间。GaAs探测器的优点是材料制备技术和器件制作技术都比较成熟，探测器结构紧凑，便于与现有电子线路集成化；其不足之处在于平均原子序数较低，对高能射线的阻止本领低，探测效率低。

半绝缘GaAs材料与Si材料相比，从原子序数、禁带宽度、电阻率、迁移率等物理性能来看，GaAs粒子探测器在抗辐射性、传输速度、收集效率等方面优于硅探测器。

(1) 原子序数：GaAs的有效原子序数为32，比Si(14)大，对光子的探测效率高。

(2) 禁带宽度：GaAs的禁带宽度为1.43 eV，比Si(1.12 eV)大，较高的禁带宽度所制成的探测器可以耐高温、抗辐射能力强，GaAs粒子探测器所承受的辐射剂量比Si探测器高两个数量级。

(3) 迁移率：GaAs的电子迁移率(8 600 $cm^2/(V \cdot s)$)是Si的电子迁移率(1 450 $cm^2/(V \cdot s)$)的5倍，故探测器的输出电脉冲上升时间快，所以GaAs探测器的时间响应比Si探测器大为提高。

(4) 电阻率：半绝缘GaAs材料电阻率可高达$10^8 \sim 10^9\ \Omega \cdot cm$，比Si探测器所用材料的电阻率高得多。高电阻率制成的探测器，在较高反向偏压下，其反向漏电流大为降低。

(5) 肖特基势垒：GaAs与金属接触的肖特基势垒为0.6～0.7 eV，比Si肖特基势垒(0.3～0.4 eV)高，适合做金属—半导体接触的探测器。探测器的死层小，收集率高，对最小电荷粒子的探测效率高。

(6) 密度及辐射长度：GaAs的密度为5.32 g/cm比Si(2.33 g/cm)高。GaAs的辐射长度2.3 cm约为Si(9.36 cm)的1/4。高原子序数、高密度、低辐射长度，对γ射线有很高的阻止本领，探测效率高。

GaAs粒子探测器可以在同一芯片上制成高分辨率的位置灵敏探测器阵列。它们在高能物理实验、X射线天文学、暗物质研究等方面得到应用。

三、HgI_2探测器

HgI_2是20世纪70年代发展起来的一种新型核辐射探测器材料，具有以下几个突出的优点：

(1) 晶体的禁带宽度大(2.13 eV)，室温下热激发产生的载流子数目少，可制备出漏电流极小的室温核辐射探测器，可以在200～400 ℃下工作。

(2) 用 HgI_2 制作的探测器是匀质体,具有均匀的电场分布,有利于载流子输运。

(3) HgI_2 的平均原子序数高(80,53),对 γ 射线有很高的阻止本领,探测效率高。

(4) HgI_2 的电离效率高,有利于制备出性能优良的探测器,对^{57}Co 的 122 keV γ 射线的 FWHM 为 4.3 keV。

20 世纪 90 年代初期,HgI_2 晶体和探测器制作技术已基本成熟。但由于 HgI_2 晶体的化学稳定性较差,常温下容易挥发,制成探测器时必须进行严格的密封处理。HgI_2 晶体的化学活性较强,对电极有腐蚀作用,目前能够成功应用的电极材料非常有限。HgI_2 晶体比较软,晶体加工困难,这些问题困扰 HgI_2 晶体探测器的快速发展。

5.2.6 特殊类型的半导体探测器

除了上述几类探测器外,还有一些特殊类型的探测器。

一、位置灵敏探测器

这种探测器结构和工作原理如图 5.2.8所示。在半导体背面做一层高阻层(10～20 kΩ),在该层两端加上电压。若 A 端接地,B 端接电荷灵敏放大器,因放大器输入阻抗很低,则 B 端输出信号正比于入射粒子位置,称作"位置信号"。由 B 端输出的电流信号为

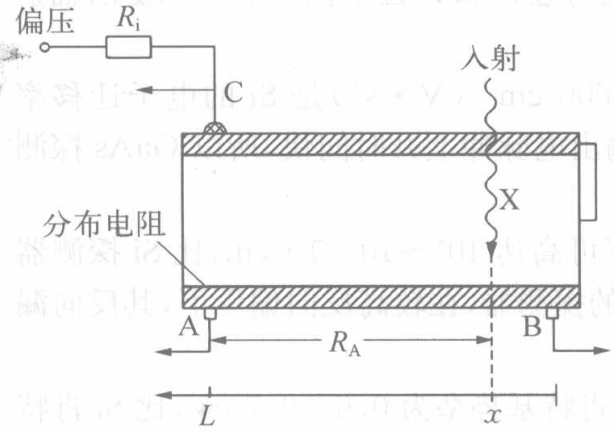


图 5.2.8 位置灵敏探测器原理图

$$I_B = \frac{R_A}{R_A + R_B} I_0 \tag{5.2.2}$$

高阻层电阻与长度成正比:

$$\frac{R_A}{R_A + R_B} = \frac{L_A}{L_A + L_B} = \frac{x}{L} \tag{5.2.3}$$

则 B 端的输出电压信号为

$$V_B \propto \frac{R_A}{R_A + R_B} E \propto \frac{x}{L} E \tag{5.2.4}$$

其中 E 为入射粒子能量。C 端输出信号与位置无关,仅正比于能量 E,称作"能量信号"。

位置灵敏探测器可以采用面垒型,在反面蒸一层金属(如铋)作为分布电阻,或

者采用锂漂移型的扩散锂层作为分布电阻，也可以用离子注入型的掺杂层作为分布电阻。它对^{241}Am的5.5 MeV α粒子的能量分辨达到15～25 keV，位置分辨为0.1 mm，非线性小于1%。

二、电流型探测器

类似电流脉冲电离室情况，电流型半导体探测器用于探测脉冲射线源（即快瞬时、高强度的γ、n、X）的强度和时间行为，所以具有线性响应好、输出电流大、时间响应快等特点，上升时间小于10 ns。

电流型探测器的制造工艺，第一种是用化学镀铜工艺和面垒工艺，得到薄窗金硅面垒电流型探测器，但线性输出电流较小，约1 A。第二种是双扩散NIP电流型探测器，在高阻P型薄片的两面扩散磷和硼构成P^+和N^+层，加上几伏偏压后，空间电荷区扩展到整个硅片（全耗尽）。这种结构的串联电阻很小，因而电荷收集时间很短，线性输出电流很大，可达10 A，但窗厚。第三种是离子注入NIP电流型探测器，采用高阻硅材料，P型或N型均可，一面注入硼，一面注入磷，能量约35～40 keV，能得到兼有前两种优点的薄窗大电流探测器。

三、内放大探测器

为了提高信噪比，希望在探测器内部就能对信号放大。可能用的方法，有类似晶体三极管的放大型和工作在雪崩状态的PN结型探测器。类似气体正比计数器的雪崩PN结型探测器发展很快并已获得应用。

雪崩型探测器是一种结型二极管，主要是利用工艺和结构上的办法来达到既使电子倍增，又使噪声增加并不严重的目的。从改进讯号-噪声比的观点来看，主要的限制在于探测器增益的均匀性。在雪崩二极管的情况下，增益的均匀性取决于一个均匀的强电场，依赖于一层薄的有较高电阻率的材料。至今，用于此目的有三种制作技术：扩散，离子注入（带有扩散）以及外延，后两种给出最好的电场均匀性。一种办法是在N型硅上实行深的镓（Ga）扩散，使能耐受较高的电压，而Ga在Si中电离能量较低，易于产生电子增殖。另外在结表面引入某种等斜的几何形状来控制表面电场，以减少反向电流并促使内部电场增强，实现电子增殖，见图5.2.9。另一种办法是双扩散或双外延。所谓双扩散就是由两个扩散（P型硼，N型磷）连接起来，如图5.2.10形成N^{++}—P^+—P—P^{++}结构，实现电子增殖。所谓双外延就是在P^{++}基底上双外延形成P^+—P结构，N^{++}由扩散产生。其结构如

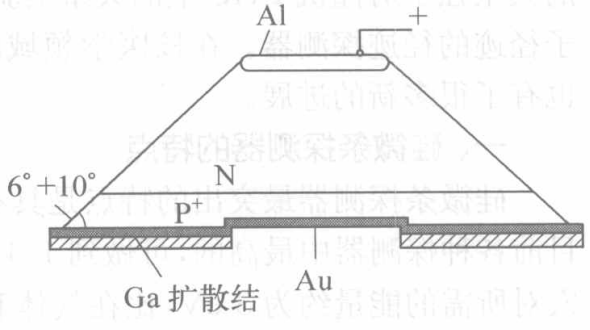


图5.2.9　等斜面增殖探测器

图 5.2.11 所示。它的 P^+ 区电场强度很大，是电子增殖发生的区域。这类探测器面积约 25 mm^2，厚度对双扩散法可达 150 μm，双外延法为 30 μm，放大倍数为 10～80。对 ^{55}Fe 的 5.9 keV X 射线得到 600 eV 的能量分辨。

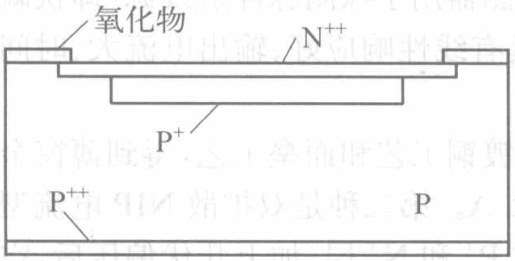


图 5.2.10 双扩散增殖探测器

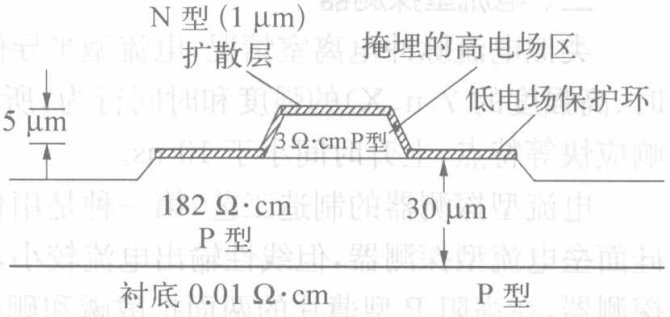


图 5.2.11 双外延增殖探测器

外延生长速率比许多掺杂剂的扩散速率快得多，因此能在几十微米的距离上形成具有均匀电阻率并有相对鲜明边界的硅材料层。外延层还能够以小的自掺杂生长在扩散过的面积上。

5.3 径迹测量的半导体探测器

5.3.1 硅微条探测器

随着半导体技术的迅速发展，半导体粒子探测器也有了很大的发展，其中，硅微条探测器 SMD(Silicon Microstrip Detector)的发展和应用是非常突出的一个。近十几年来，世界各大高能物理实验室几乎都采用它作为顶点探测器，如即将运行的大型强子对撞机 LHC 上的大型实验 ATLAS 和 CMS 都选用 SMD 作为探测粒子径迹的径迹探测器。在核医学领域的 CT 和其他数字化图像方面的应用研究，也有了很多新的进展。

一、硅微条探测器的特点

硅微条探测器最突出的特点是具有非常好的位置分辨率，它的位置分辨率是目前各种探测器中最高的，可做到 1.4 μm。由于带电粒子在硅中产生一对电子空穴对所需的能量约为 3 eV，比在气体和闪烁晶体中都小，所以具有很高的能量分辨率。因带电粒子在硅中损失能量较大，约为 390 eV/μm，在较宽的能量范围内输

出幅度与入射粒子种类无关，有很宽的线性范围。采用微电子工艺的半导体探测器很薄，典型的厚度为 300 μm，产生的电荷在很小的区域里被收集，响应时间非常快，一般可达到 5 ns 左右。因此，可以实现高计数率，可超过 $10^8/cm^2 \cdot s$。由于硅半导体密度大，有一定的刚度，它可以做得很薄并能自身支持。有的还可做得更薄，整个探测器可以做得很小。

硅微条探测器对辐射损伤比较灵敏，如果受到强辐射其性能将变差。高剂量辐照对硅的表面和整体将造成损伤，整体的损伤影响更大。高能强子和核作用，只需 15 eV 就可使硅原子偏离晶格位置，造成格点的空位和错位。晶格对称性的破坏会在禁带内形成一些不希望的能级。这些能级的出现使漏电流增加。观察到体电流密度随粒子流线性增加。$\frac{\Delta I}{V} = \alpha\phi$，式中 V 是体积（cm^3），ϕ 是粒子流（粒子/cm^2），对最小电离的质子和 π 介子有 $\alpha = 2 \times 10^{-17}$ A/cm。探测器的寿命最终由辐照后材料中施主浓度的变化决定。辐照后的基片不管原来是什么类型的，最终逐渐变为 P 型。随粒子流强的增加，探测器电荷收集变慢且效率下降。但若探测器工作在低温下（低于零摄氏度），加上制造工艺的改进，偏置电压可以较高，这样可以运行在粒子流超过 $10^{14}/cm^2$ 的条件下。

二、硅微条探测器的结构和工作原理

硅微条探测器是在一个 N 型硅片的表面，通过氧化和离子注入法、局部扩散法、表面位垒法及光刻等工艺技术制作而成的。从探测器横截面上看，主要分这样几个部分（见图 5.3.1）：在探测器表面是均匀平行的薄铝条，SiO_2 隔离条，铝条下边是重掺杂的 P^+ 微条。N 型硅片的整个底面掺入杂质后，制成 N 型重掺杂 N^+ 层，其外层也附有一层铝，作为欧姆接触。这样就制成了表面均匀条形的 PN 结型单边读出的探测器。中间部分的耗尽层是探测器的灵敏区，当在这些条型 PN 结加上负偏压时，耗尽层在外加电场的作用下随着电压升高而变厚。当电压足够高时，耗尽层几乎扩展到整个 N 型硅片，基本达到了全耗尽，死层变得非常薄。因为其内部可移动的载流子密度很低，电阻率很高，漏电流非常小（好的硅微条探测器的漏电流应小于 100 pA）。又因为多晶硅的动态电阻与漏电流成反比，6 cm 长的微条的动态电阻大约是 10^9 Ω，所以外加电压几乎全部加到耗尽区上，形成很高的电场。在无辐射电离时，基本没有信号产生。当有带电粒子穿过探测器的灵敏区时，将产生电子-空穴对。在高电场的作用下，电子向正极（底板）漂移，空穴向靠近径迹的加负偏压的微条漂移。因为电子和空穴的迁移率很高，在这很小的区域内（探测器厚度为 300 μm 左右）收集电荷只需很短的时间（~5 ns）。在探测器的微条上很快就读出了这个空穴（实为电子）运动产生的电荷信号。硅微条探测器的位

置分辨由条间距决定，典型值为 20 μm～150 μm。对条间距为 50 μm 的探测器，其位置分辨达到 14.4 μm。

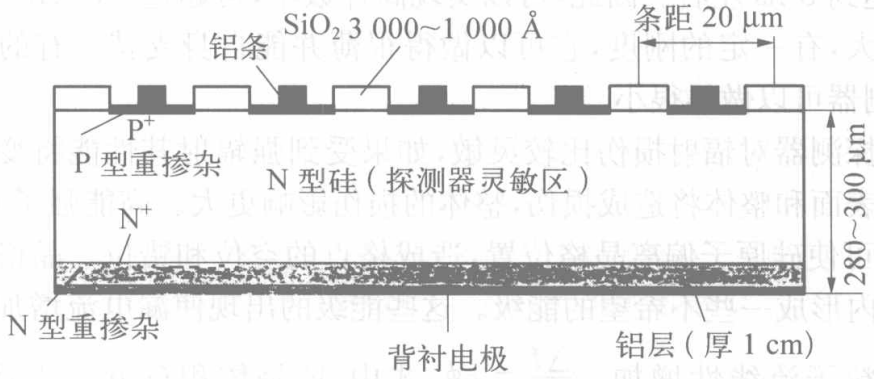


图 5.3.1　单边读出硅微条探测器结构

读出电子学得到这个电荷信号，经过前置放大器将信号放大，再经过模拟通道、比较器、模数转换（ADC）后读入计算机。根据探测器系统测得的带电粒子的信息，及带电粒子在各个微条上的位置参量，可以确定各有关带电粒子的运动轨迹及对撞后末态粒子的次级顶点等。根据谱仪内的磁场强度和粒子运动的轨迹可以计算出每个带电粒子的动量。

在设计、制作和使用硅微条探测器时需要考虑的一个重要原则问题是带电粒子在半导体探测器中的散射与探测器的厚度问题。因为半导体的密度比较大，带电粒子穿过探测器时，在探测器内部要经过多次散射。如果带电粒子的能量不高，探测器比较厚，粒子在探测器内经过很多次散射后，角度偏转比较大，这将不利于粒子的径迹和顶点精确测量。如果探测器太薄了，虽然散射次数减少，偏转角度小了，但探测效率降低了。因此，一定要根据被探测粒子的能量及实验对散射偏转角度的要求，恰当地选择探测器厚度。

图 5.3.2 给出的是双边读出的硅微条探测器结构，这是利用了一些新技术工艺（双金属层，p－stop 技术等）研制成的。这种双边读出的硅微条探测器也是基于 PN 结的工作原理，在一片 N 型硅片的两面，通过先进的技术工艺，分别制成重掺杂 P^+ 型和 N^+ 型微条。这两层读出条相交成一定的角度（90°或任意角度，个别有互相平行的）。这种探测器具有二维位置的测试能力。它的 p 边（p－side）的结构设计特征像单边读出的微条探测器，P^+ 与 N 形成 P^+N 结，而欧姆边（n－side）为防止条与条之间的短路，需要复杂的设计及技术工艺，其中包括条之间的电子学绝缘问题。根据不同的需要，可以选择不同的绝缘方法，如场平面（field－plate）方法、p－stop 方法及 p－spray 方法等。双边读出的硅微条探测器的工作原理也是

因为加负偏压，实现基本全耗尽，动态电阻很大，漏电流很小，同时减小了电容，压低了噪声。带电粒子通过时，产生电子空穴对，在 p－side 和 n－side 两边读出条上都读出电信号，得到二维的信息。

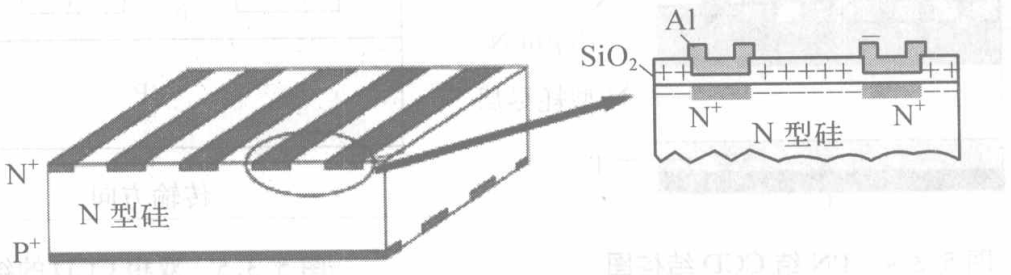


图 5.3.2　双边读出硅微条探测器结构

5.3.2　电荷耦合器件

CCD 是英文 Charge Coupled Device 的缩写，是一种很常见的超大规模集成电路器件，达到商用水平的 CCD 已经使用几十年了，过去多用在光测量和摄像机上，即使在高能物理中的应用，也是作为火花室和流光室的径迹图像记录。CCD 作为粒子探测器，探测的不再是光，而是带电粒子，所以它的结构也有些变化。

CCD 的结构是在一块硅片上集成很多的 MOS（金属—氧化物—半导体）器件，如在 Si 上生成一层 SiO_2 绝缘层，上面再沉积一层金属 Pb，每个 MOS 器件类似一个小半导体探测器。现代的 CCD 有线型的，还有面型的；从原理结构上分有 PN 结 CCD，也有 CMOS 型 CCD。图 5.3.3 是一个 MOS CCD 的结构图，像素尺寸可以达到 10 μm。图 5.3.4 是在高电阻、全耗尽型硅基底上制作的 CCD，并用 PN 结来代替 MOS 结构的 PN 结 CCD 结构图。可以产生一个厚的敏感区域，从而使直接测量成为可能。无论哪种方法，由于硅的吸收系数很小，所以只有低能射线才会被探测到。图 5.3.5 是双相 CCD 的结构图。

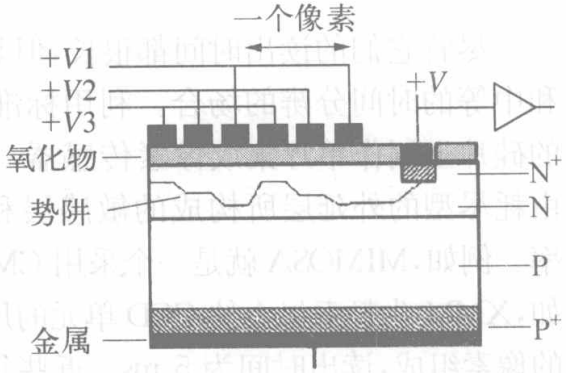


图 5.3.3　MOS CCD 的结构图

当带电粒子射入探测器时，产生电子空穴对，电荷传输在 CCD 很薄的耗尽区内进行，其传输是被氧化物顶部的门电极的三重周期电压变化控制的（这是对于线性 CCD 而言），如图 5.3.6 所示。电荷从一个小室向另一个小室的漂移，移向边缘那一列信号输出电极。因为信号输出电极及读出电子学路数都比较少，因此这种探测器的信号读出比较慢。

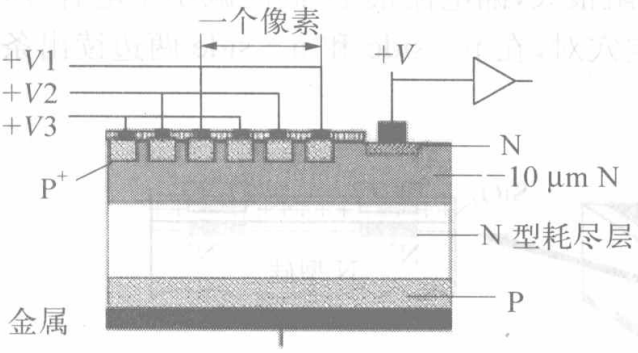


图 5.3.4　PN 结 CCD 结构图

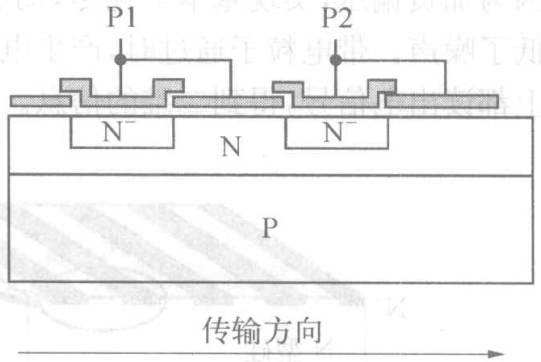


图 5.3.5　双相 CCD 的结构

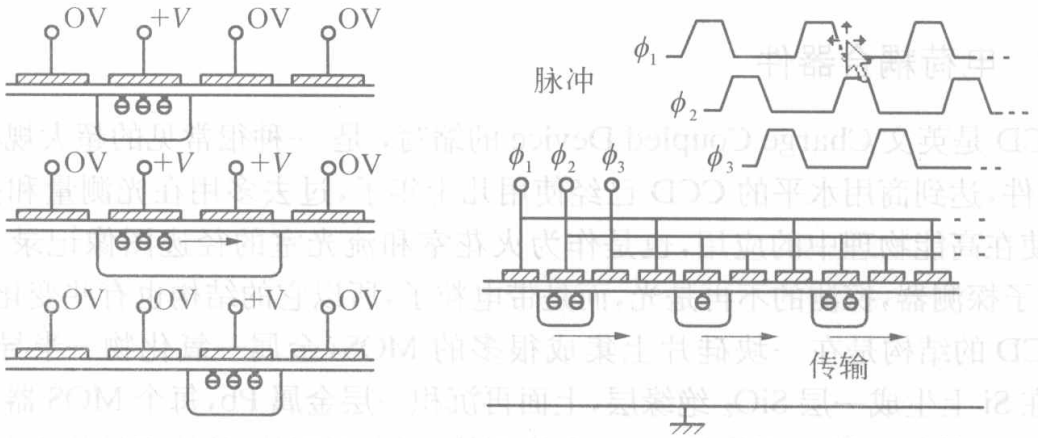


图 5.3.6　CCD 的电荷传输

尽管它们的读出时间都很长，但是 CCD 还是被广泛应用于需要高的空间分辨和中等的时间分辨的场合。利用标准 CMOS 超大规模集成电路方法在低电阻率的硅片上制作单片集成像素传感器，与 CMOS 成像装置相比，这类装置包括一个由耗尽型的外延层所构成的敏感层和一个改进的光敏二极管结构来提高收集效率。例如，MIMOSA 就是一个采用 CMOS 工艺制作的含有 64×64 像素的芯片。又如，XMM 牛顿卫星上的 CCD 单元的尺寸是 $3\times1\ cm^2$，由 200×64 个 150×150 μm^2 的像素组成，读出时间为 5 ms。近些年科学家们已直接把 CCD 用作高能物理探测器，如 SLD VXD3 探测器，采用 96 个 CCD 共 3.07×10^8 个像素(像素大小 20 μm×20 μm)，每个 CCD 读出通过 4 个输出结，8 位 FADC，全部读出时间是 200 ms。日本 KEK 计划用 CCD 作为未来实验的顶点探测器，位置分辨率设计达到 2 μm。

5.3.3　硅像素探测器

像素(Pixel)探测器是由许多精心设计好的非常小的 PN 结组成的，它能够非

常快地提供二维的信息。每一个小室(cell)都连接它自己的读出电子学部分。这样制成的像素探测器对于高多重性、高事例率的实验是非常有用的。它不像双层硅微条探测器那样,在多个粒子同时打到探测器的一个读出条上时出现位置分辨模糊问题。像素探测器具有非常好的位置分辨率,在每单位面积上需要大量的电子学路数。像素探测器分为单一型像素探测器和混合型像素探测器。若探测器的每个像素和电子学集成在相同的基片上就叫做单一型像素探测器,如图 5.3.7 所示。

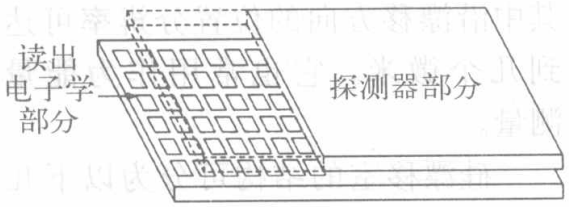


图 5.3.7　单一型像素探测器

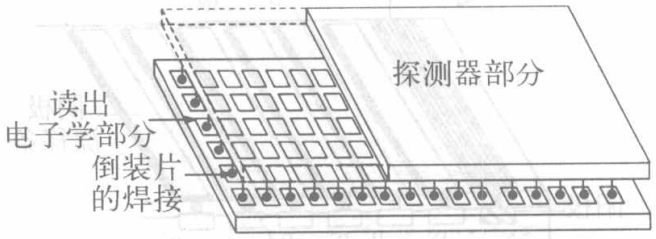


图 5.3.8　混合型像素探测器示意图

把像素探测器部分及前端电子部分分别建立在不同的基片上,然后一一对应地连接起来,称作混合型像素探测器,如图 5.3.8 所示。两部分的工艺是独立的,可以各自采用不同材料和处理方法。每个像素和它对应的读出电子学的连接有两种方法:一种是用倒装片技术,另一种是使用双层金属,即每个像素和对应的电子学通过在探测器边缘的焊片连接。

像素探测器的像素有的采用简单的 PN 结型二极管和光电二极管,有的采用 PIN 光敏二极管和耗尽型场效应晶体管,还有的采用小型硅漂移室单元和 CMOS 器件单元等,它们各自有不同的优缺点,各有不同的用途。

5.3.4　硅漂移探测器

硅漂移室是在 N 型的硅片的两个表面,注入杂质硼形成重掺杂 P^+ 条,中间是一层未耗尽区,由此形成两个耗尽层夹着一个中间未耗尽的区域。在边缘形成一个 N^+ 微条与中间未耗尽区相连。当外加一定的负偏压(即负电压加到 P^+ 上,正电压加到 N^+ 条上)后,整个硅片实现全耗尽。硅片内部的电位分布,在 z 方向成为抛物线形,中心的电位最低而靠近两个表面的部位最高。在水平方向,电位分布是靠近正极 N^+ 最低,远离 N^+ 方向的电位高。当带电粒子穿过探测器时产生电子空穴对,电子就会落入低电位的谷中,然后沿着电场的水平方向,向电位最低的正极微条 N^+ 漂移,形成电信号。信号经过前端电子学电路放大,数字化读入计算机中。通过测量电子的漂移时间(从某一个被击中的 P^+ 微条漂移到正极 N^+ 微条的时间),及被分割开的 N^+ 读出微条上的坐标,就得到了入射粒子的位置信息。它很像

气体漂移室，但它的优点是可以大大节省电子学经费。另外，电子在耗尽区漂移很长距离才到达面积很小的正电极，电极之间的电容很小，因此噪声减小，有利于提高能量分辨率。普通的半导体探测器的计数率一般在几十 kHz 以下，硅漂移室由于其电容小，相应的脉冲成形时间也很短（大约为 100 ns），硅漂移室的漂移时间虽然比较长，但它的计数率并不受此影响，硅漂移室的允许计数率比一般的半导体探测器高几十倍。它的时间分辨可小于 1 ns，并且它有二维的位置分辨，其中沿漂移方向的位置分辨率可达到几个微米。它也常用作为能量测量。

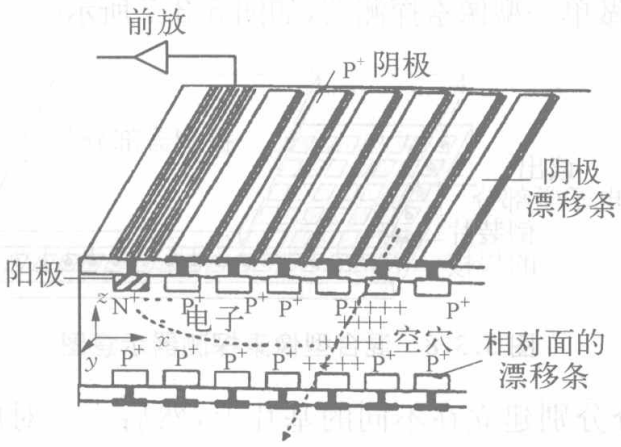


图 5.3.9　一维读出的硅漂移室结构原理图

硅漂移室的结构可分为以下几种类型：① 一维读出型；② 阳极被分割的两维读出型；③ 圆型；④ 多单元阵列型；⑤ 可控型。图 5.3.9 即为一维读出的硅漂移室结构原理图。

5.4　半导体探测器的主要参数

半导体探测器的主要参数是衡量半导体探测器的工作性能和质量好坏的指标。

5.4.1　窗厚

所谓窗厚是指半导体探测器的非灵敏区，即死层。粒子通过它时，只损失能量，但对输出脉冲没有贡献。因此窗厚导致入射粒子能量损失，并使探测器能量分辨率变坏。不同类型的半导体探测器，因制作工艺不同，结构不同，其窗厚也不同。

金硅面垒探测器的窗是金层厚度加硅的死层。一般金层厚 20～100 $\mu g/cm^2$，硅的死层 $= A \times \ln \dfrac{B\rho}{V_0}$，式中 ρ 为电阻率，V_0 为工作偏压，A、B 为常数。硅的电阻率较小，工作偏压较高时，死层很薄。

扩散型探测器的窗较厚，约为 0.5～2 μm。

离子注入型探测器的窗也可以很薄，这与离子束能量有关。如对 10 kΩ 高阻硅，窗厚可以做到 0.04 μm。

锂漂移型探测器，从锂扩散面入射，窗很厚，常达 0.1～0.3 mm；但做成全耗尽型，从背面金层入射，窗可以做的很薄，约 0.1 μm。

高纯锗探测器的窗很薄。

通常窗厚对粒子测量影响不大，只有在测量低能粒子、核裂片和高精度能量测量中才对窗厚提出严格的要求。

5.4.2　灵敏区厚度

灵敏区的厚度与入射粒子的方向有关，定义粒子垂直灵敏区入射的厚度为 d。探测器的灵敏区是 PN 结型探测器的耗尽区或是锂漂移型探测器的补偿区。在灵敏区内载流子浓度极低，电阻率很高，外加电压都集中其上，所以电场强度很大，这样电极能有效地收集入射粒子进入灵敏区后所产生的电子空穴对。因此，灵敏区厚度确定了能测量到的入射粒子的最大能量，是半导体探测器的一个十分重要的参数。

对 PN 结型探测器，灵敏区厚度 d 是耗尽区的厚度。在作一些近似假设以后，由静电学可以推出 PN 结的灵敏区厚度公式，与实验符合得很好。

$$d=\left[\frac{\varepsilon\mu\rho}{9\times10^{11}\times Z\pi}(V_{\mathrm{D}}+V_0)\right]^{\frac{1}{2}} \tag{5.4.1}$$

式中 ε 是半导体材料的介电常数，μ 是载流子迁移率（$\mathrm{cm^2/(V\cdot s)}$），ρ 是材料的电阻率（$\Omega\cdot\mathrm{cm}$），V_0 是外加反向偏压，V_{D} 是势垒区内建电势差。由此可见，d 与所用材料类型和电阻率有关，与所加工作电压有关。通常 $V_{\mathrm{D}}\ll V_0$，当材料选定之后，d 仅与工作电压 V_0 和电阻率 ρ 有关，即 $d\propto\sqrt{\rho V_0}$。取表 4.1 中数值，可得如下简化公式：

对 N 型硅：　$d=0.53\sqrt{\rho V_0}$　（μm）　(5.4.2)

对 P 型硅：　$d=0.32\sqrt{\rho V_0}$　（μm）　(5.4.3)

对 N 型锗：　$d=1.15\sqrt{\rho V_0}$　（μm）　(5.4.4)

对 P 型锗：　$d=0.65\sqrt{\rho V_0}$　（μm）　(5.4.5)

对于普通的 PN 结型探测器，其灵敏区厚度可以从几 μm 到 1 mm 之间。高纯锗探测器由于有很高的电阻率，可以加很高的偏压，所以灵敏区厚度可以做到几 cm。

锂漂移型探测器的灵敏区包括本征层及其向两边的外延。一般外延部分很小，灵敏区就是准本征层，仅仅由漂移过程决定，一旦制成就与工作电压及其外部因素无关，基本上是常数。平面型的灵敏区一般为 0.5～10 mm，同轴型的灵敏区可以做到 50～100 mm 厚。

5.4.3 结电容

结电容是半导体探测器的重要参数之一。探测器输出脉冲幅度为

$$U=\frac{Q}{C_{\mathrm{d}}} \tag{5.4.6}$$

一般都要求电容 C_{d} 小，同样的电荷量 Q，输出脉冲幅度大，信噪比好。近似情况下，半导体探测器可看作是一个填充绝缘介质的电容器。平面型的相当于平板电容器，同轴型的相当于圆柱形电容器。设探测器面积为 S，绝缘介质的厚度为 d，介电常数为 ε，由平板电容器的计算公式可求出平面型探测器的结电容为

$$C_{\mathrm{d}}=\frac{\varepsilon S}{4\pi d}$$

若 S 的单位取 cm^2，d 的单位为 cm，则结电容 C_{d} 单位为 pF。

$$C_{\mathrm{d}}=\frac{\varepsilon S}{9\times10^{11}4\pi d}(\mathrm{F})=\frac{\varepsilon S}{11.3d}(\mathrm{pF}) \tag{5.4.7}$$

对 PN 结型探测器来说，由于 d 与 $\sqrt{\rho V_0}$ 成正比，所以结电容 C_{d} 与 ρV_0 有关。单位面积结电容：

$$\text{N 型硅}\quad \frac{C_{\mathrm{d}}}{S}=2.2\times10^4(\rho V_0)^{-1/2}\quad(\mathrm{pF/cm^2}) \tag{5.4.8}$$

$$\text{P 型硅}\quad \frac{C_{\mathrm{d}}}{S}=3.7\times10^4(\rho V_0)^{-1/2}\quad(\mathrm{pF/cm^2}) \tag{5.4.9}$$

$$\text{N 型锗}\quad \frac{C_{\mathrm{d}}}{S}=1.37\times10^4(\rho V_0)^{-1/2}\quad(\mathrm{pF/cm^2}) \tag{5.4.10}$$

$$\text{P 型锗}\quad \frac{C_{\mathrm{d}}}{S}=2.12\times10^4(\rho V_0)^{-1/2}\quad(\mathrm{pF/cm^2}) \tag{5.4.11}$$

PN 结型探测器的结电容一般在数十到数百 pF 之间。

同轴型探测器的结电容可以由圆柱形电容器的计算公式近似求出：

$$C_d = \frac{\varepsilon l}{2\ln(r_2/r_1)} \tag{5.4.12}$$

式中 l 为本征区高度，r_2 为本征区外半径，r_1 为芯子半径。通常 C_d 为十几到几十 pF。

由于锂漂移型探测器的灵敏区厚度与工作电压无关，所以结电容近似为常数，一般只有十几到几十 pF。

5.4.4　正反向电流特性

半导体探测器的正反向电流特性是判断探测器质量好坏的主要参数。PN 结型探测器的正反向电流特性就是二极管的伏安特性（图 5.4.1），测量装置如图 5.4.2所示。

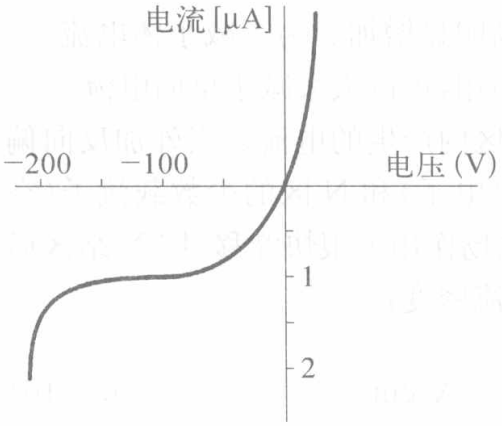


图 5.4.1　探测器正反向电流特性

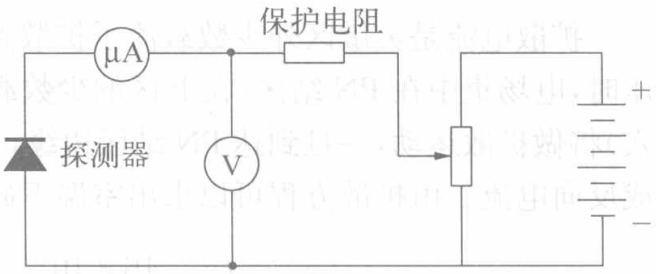


图 5.4.2　测量探测器反向电流的装置

要求正向电流上升越陡越好。如对硅加 +1 V 电压时，电流可达数十 mA。如果正向电流上升很慢，表明电路中有一个较大的电阻存在，这样的探测器质量不好。对反向电流则要求越小越好。因为信号是叠加在反向电流上的，反向电流直接影响信噪比及能量分辨率。反向电流的涨落是探测器噪声的主要来源。一般要求在工作电压下反向电流不超过 1 $\mu A/cm^2$。当进行低能和高分辨率能谱测量时，要求反向电流更小。

造成反向电流的主要原因是探测器内存在的体电流、扩散电流和表面漏电流。其中体电流是灵敏区内本征热激发产生的载流子，在外电场作用下向两极漂移形成的反向电流，它是整个反向电流的主要组成部分。显然，体电流与灵敏区内本征载流子数目成正比，而本征载流子数目等于本征载流子密度 n_i 和灵敏区体积的乘积。理论计算表明

$$J_{体}=\frac{en_i}{2\tau}d\cdot S \tag{5.4.13}$$

式中 τ 的单位是 s，d 的单位是 cm，n_i 用式(5.1.4)和(5.1.5)代入，得到室温下硅和锗的体电流密度：

硅
$$J_{体}=\frac{I_{体}}{S}=1.2\times10^{-9}\frac{d}{\tau}\quad(\mathrm{A/cm^2}) \tag{5.4.14}$$

锗
$$J_{体}=\frac{I_{体}}{S}=1.9\times10^{-6}\frac{d}{\tau}\quad(\mathrm{A/cm^2}) \tag{5.4.15}$$

例如，直径为 2 cm 的金硅面垒探测器的 $d=170\ \mu m$，$\tau=100\ \mu s$，则其体电流 $I=0.63\ \mu A$。

由此可见，这部分电流是很大的。通常探测器面积越大，灵敏层越厚，它的体电流就越大，随着灵敏层体积的增加和温度的升高明显增加。为了减小体电流，一般应选用寿命长的半导体材料。其次，在低温下使用，可以大大减小反向电流。

扩散电流是灵敏区外少数载流子扩散到灵敏区内产生的电流。当外加反向偏压时，电场集中在 PN 结区，在 P 区的少数载流子(电子)和 N 区的少数载流子(空穴)将做扩散运动，一旦到达 PN 结区边缘，在外电场作用下很快漂移过 PN 结区形成反向电流。由扩散方程可以求出室温下硅的电流密度：

$$J_{扩}=\frac{I_{扩}}{S}=\frac{16\times10^{-15}\cdot\rho}{\tau^{1/2}}\quad(\mathrm{A/cm^2}) \tag{5.4.16}$$

式中 ρ 是材料的电阻率(单位为 Ω·cm)，τ 是少数载流子的寿命(单位为 s)。通常这个扩散电流是很小的，可以忽略。例如 $\rho=1\ 000\ \Omega\cdot cm$，$\tau=100\ \mu s$，得 $J_{扩}=1.6\ nA/cm^2$，可以忽略。

表面漏电流主要是由于表面沾污、环境条件，特别是湿度引起的，与制造时的工艺、表面处理有关，是造成探测器反向电流增大的原因之一，是十分有害的因素，将直接影响击穿电压。制造时可采用表面开保护环沟槽，用外圈作保护环，内圈作探测器，使漏电流明显减小。使用时要注意干燥保存和表面清洁。

5.4.5 能量分辨率和线性

一、能量分辨率

能量分辨率是标志探测器性能的一个重要参数。影响半导体探测器能量分辨率的主要因素是：产生电子空穴对的统计涨落，电子空穴在探测器内的俘获和复

合，探测器和放大器的噪声，窗厚等。

1. 电离效应产生电子空穴对的统计涨落

由于带电粒子在半导体探测器中产生一对电子空穴对所需的能量 W 值近似等于 3 eV，比气体探测器的 W 值(~30 eV)小一个数量级，所以带电粒子在半导体探测器内损失同样能量而产生的电子空穴对数目比气体探测器要高一个数量级以上。根据统计涨落造成的固有能量分辨率可写为

$$\eta = 2.354\sqrt{\frac{FW}{\Delta E}} \tag{5.4.17}$$

半导体的法诺因子 F 值比气体小，所以在相同入射能量下，由统计涨落造成的固有能量分辨率，半导体探测器比气体探测器要小许多。例如，大尺寸的 Ge(Li)和高纯锗探测器，对^{60}Co 的 1.33 MeV γ 射线能量分辨率可达 1.8 keV(0.14%)，比 NaI(Tl)闪烁计数器好 50 倍。金硅面垒探测器在室温下测量^{241}Am的5.5 MeV α 粒子的能量分辨率为 13 keV(0.24%)，超过了电离室，远好于闪烁计数器。面积为 100 mm^2 的 Si(Li)探测器测量^{55}Fe 的 5.9 keV X 射线的能量分辨率达到 200 eV，远比正比计数器好。

2. 入射粒子与原子核发生散射和核反应的统计涨落

入射粒子与原子核发生的散射和核反应的作用也是统计过程，同样会造成探测器收集的电荷有统计起伏，这一统计起伏是叠加在电离起伏上的。文献[16]计算了由核散射造成的脉冲幅度亏损和对能量分辨率的影响，得到半宽度开始时随能量增加而增加，之后趋于饱和值：

$$\Delta E_{核} = 0.7Z^{1/2}A^{4/3} \quad (\text{keV}) \tag{5.4.18}$$

其中 Z 和 A 是入射粒子的原子序数和原子量。显然，重带电粒子的核散射效应的影响较大。

3. 朗道效应和沟道效应

上面讨论的是粒子能量全部损失在探测器内的情况。对薄的 $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ 探测器或高能粒子的情况，电离损失用朗道分布来描述。朗道效应会使能量分辨率大为变坏。例如，8.8 MeV 的 α 粒子通过 16 μm 厚的硅探测器时，能量分辨率已大到 6.3%，而 750 MeV 的 π^- 介子通过硅探测器时，能量分辨率也大到 30%，与朗道理论相符(朗道效应贡献 20%)。

沟道效应是半导体材料在晶格结构上存在一些特殊方向，沿这些方向单位距离上原子数较少，因此重带电粒子沿这些方向入射时，电离损失减小，贯穿能力增加的现象。沟道效应最明显的方向是[110]轴方向，其次是[111]和[100]轴方向。

为此，在制造 dE/dx 探测器时必须选择合适的晶面切割，以免发生沟道效应。

4. 电子空穴在探测器内的俘获和复合

由于俘获和复合造成载流子收集不完全影响能量分辨。由于俘获和复合中心分布不均匀造成输出脉冲起伏，与俘获中心的类型、数量和空间分布有关，也与入射粒子种类和能量有关。要求材料的俘获长度远大于灵敏区厚度。

5. 探测器和放大器的噪声

探测器的噪声主要来源于反向漏电流的起伏。降低工作温度可以减小噪声。

6. 探测器窗厚、放射源厚度影响

窗厚的影响对低能重粒子很明显，应使用薄窗探测器。所以，要进一步提高半导体探测器的能量分辨率，必须选择好的半导体材料，比如有长的俘获长度、无位错等；在制造工艺上尽量减小探测器的噪声和窗厚等。

二、能量线性

半导体探测器的能量线性很好，而且对各种粒子，如 α、p、e、γ 等都有良好的线性响应。

当一个带电粒子进入半导体探测器的灵敏区时，能量损失很大，在硅晶体中能量损失大约 390 eV/μm。带电粒子损失能量 ΔE 或全部能量，并产生电子空穴对，则在电极上收集的电荷为

$$Q = n_T e = Ke\left(\frac{\Delta E}{W}\right) \tag{5.4.19}$$

其中 K 是收集效率，W 是产生一对电子空穴对所需的平均能量，e 是电子电荷。相应的输出脉冲 U 为

$$U = \frac{Q}{C} = Ke\,\frac{\Delta E}{WC} = \frac{A}{S}\sqrt{\rho V_0}\,\Delta E \tag{5.4.20}$$

式中 C 表示面积为 S 的探测器的电容，$A = Ke/W$。如果收集效率 K 为 1，那么 U 与 E 成正比，有良好的能量线性响应。

但是，在入射粒子质量很大和能量很低时也观测到非线性响应，重离子和核裂片的情况尤为严重。这时输出脉冲幅度与入射粒子能量有关系：

$$E = aU + \delta \tag{5.4.21}$$

a 是常数，δ 叫做脉冲幅度亏损，是衡量非线性的。核裂片的 δ 为 6～26 MeV，30～120 MeV 的溴离子和碘离子的 δ 分别为 5.5 MeV 和 1.3 MeV。这可能是所产生的电荷数收集不完全（$K<1$）造成的，响应的输出脉冲幅度较小，产生脉冲幅度亏损。

特别是当入射粒子的射程大于灵敏层厚度时，会发生这种脉冲幅度亏损现象。

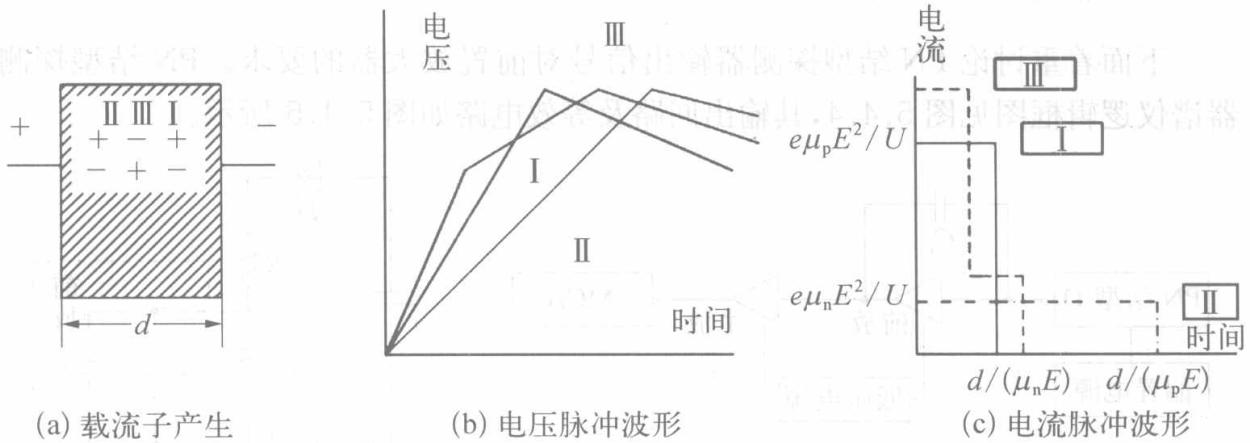
5.4.6　位置分辨

半导体探测器的密度比气体大100倍左右，带电粒子穿过探测器，产生的电子空穴对(e－h)的密度非常高，大约为100 e－h/μm。电子和空穴在固体中的漂移速度比电子和离子在气体中的漂移速度小，横向扩散小。另外，由于现代半导体技术工艺，光刻技术及高集成度、低噪声读出电子学的飞速发展，每个读出条可对应一路读出电子学，更有利于空间分辨率的提高。

5.4.7　脉冲波形和上升时间

半导体探测器实质上就是固体电离室，所以半导体探测器的输出脉冲波形可以用气体电离室的输出脉冲表达式来表示。所不同的是半导体探测器中电子和空穴的迁移率只相差几倍，而气体电离室中电子和正离子的迁移率则相差3个数量级。

由于电子和空穴的漂移速度不同，它们对输出脉冲的贡献是不同的，输出脉冲形状与产生电离的地点 x_0 有关。当电离发生在靠近负电极，即 $x_0 = d$（图5.4.3(a)的Ⅰ处），脉冲主要由电子漂移贡献，信号脉冲上升时间决定于电子收集时间 $T_{\mathrm{I}} = d/w_{\mathrm{n}}$；当电离发生在靠近收集极，即 $x_0 = 0$（图5.4.3(a)的Ⅱ处），脉冲主要由空穴漂移贡献，信号脉冲上升时间决定于空穴收集时间 $T_{\mathrm{II}} = d/w_{\mathrm{p}}$；当电离发生在中间（图5.4.3(a)的Ⅲ处），电子和空穴对脉冲都有贡献。由于电子和空穴的漂移速度相差只有几倍，所以以上三种情况的脉冲形状差别不是很大（图5.4.3(b)），它们的电压脉冲幅度最大值都是 $-N_0 e/C_0$，这里 N_0 是产生的电子空穴对数目，C_0 是探测器的电容，包括探测器结电容和分布电容。电流脉冲波形见图5.4.3(c)。



(a) 载流子产生　　(b) 电压脉冲波形　　(c) 电流脉冲波形

图5.4.3　粒子在半导体探测器灵敏区不同位置产生的脉冲波形

实际上入射粒子并不是只在 x_0 处电离产生电子空穴对，而是沿入射路径电离的。所以电压脉冲上升时间最大值 T 由最大漂移时间 T_{II} 决定：

$$T=\frac{d}{\omega_{\text{p}}}=\frac{d}{\mu_{\text{p}}E}=\frac{d^2}{\mu_{\text{p}}V_0} \tag{5.4.22}$$

式中 E 和 V_0 分别表示电场强度和电压。该公式对锂漂移型探测器适用，T 值是几十 ns 到几百 ns。对 PN 结型探测器，因 PN 结区的电场不均匀，该式推导不成立。金硅面垒探测器的 T 值为几 ns 到十几 ns。

采用微电子工艺的半导体探测器很薄，典型的厚度为 300 μm，产生的电荷在很小的区域里被收集，响应时间非常快，一般可达到 5 ns 左右。因此，可以实现高计数率，可超过 $10^8/(\text{cm}^2\cdot\text{s})$。

5.4.8 辐照效应

半导体探测器的辐照损伤效应是很严重的，这是由于辐照在半导体中造成晶格缺陷。这些缺陷可作为俘获中心，因而就降低了载流子寿命，使电阻率发生变化，因此材料的性能变化，造成探测器性能变坏。

这种辐射损伤与电离辐射的种类、剂量率以及辐照的时间和条件有关。对面垒型和扩散型探测器在 α 粒子通量大于 $10^9\sim10^{11}$ 个/cm^2，快中子通量大于 $10^{11}\sim10^{14}$ 个/cm^2 的照射后，探测器分辨率变坏，脉冲幅度变小，噪声变大；对 γ 射线通量在 $10^{15}\sim10^{16}$ 个/cm^2 以上才会导致探测器性能变坏。锂漂移型探测器和高纯锗探测器更容易受到辐射损伤。例如快中子和高能质子通量大于 $10^9\sim10^{10}$ 个/cm^2 时，分辨率就明显地变坏了。

5.4.9 信号读出与电荷灵敏放大器

下面着重讨论 PN 结型探测器输出信号对前置放大器的要求。PN 结型探测器谱仪逻辑框图见图 5.4.4，其输出回路及等效电路如图 5.4.5 所示。

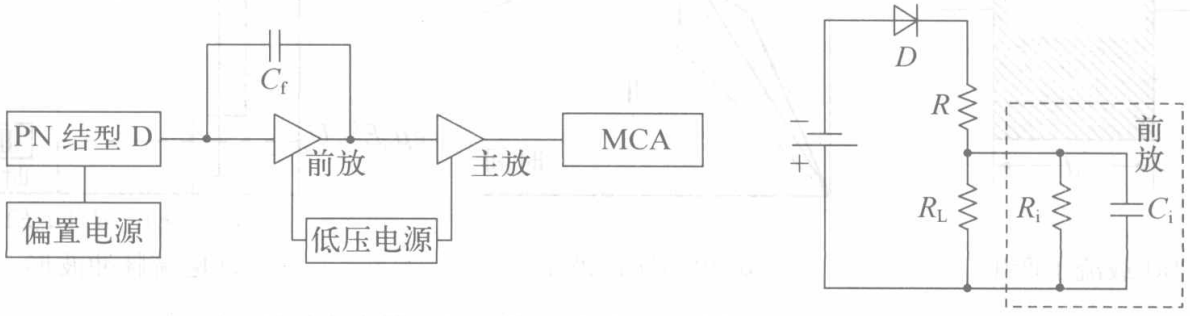


图 5.4.4 PN 结探测器谱仪逻辑框图

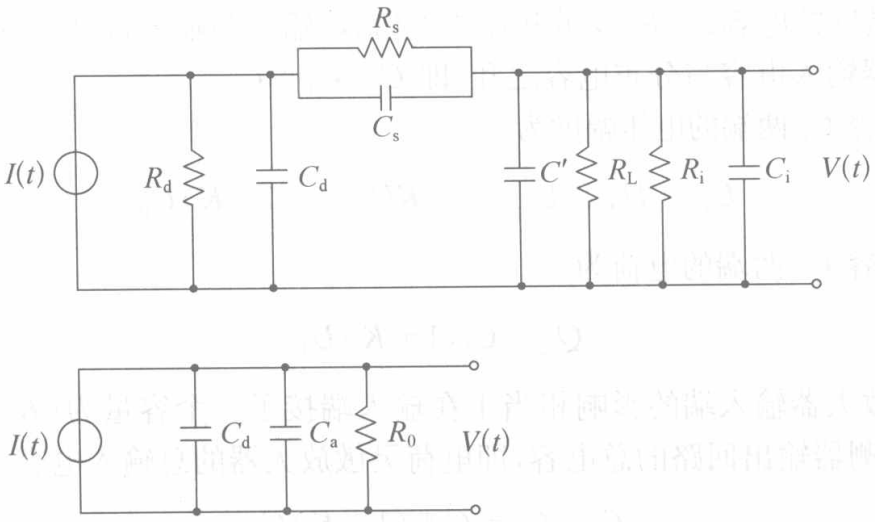


图 5.4.5　PN 结探测器输出电路及等效电路

图中 R_L 为负载电阻；R_i、C_i 分别为前置放大器的输入电阻和电容。在等效电路中，$I(t)$是电子和空穴漂移产生的感应电流；R_d 是探测器加反向偏压时灵敏区的电阻，约为 $10^9\ \Omega$；C_d 是结电容；R_s、C_s 分别是探测器非灵敏区的电阻和电容，一般很小，可以忽略；C'是分布电容。在简化等效电路中，C_a 是 C_i 和 C'并联的总电容，$C_a = C_i + C'$；R_0 是 R_d、R_L、R_i 并联的总电阻，$\dfrac{1}{R_0} = \dfrac{1}{R_d} + \dfrac{1}{R_L} + \dfrac{1}{R_i}$。若选择输出回路的时间常数 $R_0(C_a + C_d)$比探测器内载流子的收集时间大得多，则在$I(t)$对$(C_a + C_d)$充电的过程中，从 R_0 上漏掉的电荷可以忽略不计，那么输出电压脉冲幅度：

$$U_p = \frac{N_0 e}{C_a + C_d} = \frac{Q}{C_a + C_d} \tag{5.4.23}$$

其中 N_0 是入射粒子在灵敏体积内产生的，被电极收集到的电子空穴对。探测器的输出脉冲幅度 $U(t)$将从 0 增加到峰值 U_p，然后以时间常数 $R_0(C_a + C_d)$按指数规律下降：

$$U(t) = \frac{N_0 e}{C_a + C_d} e^{-t/R_0(C_a + C_d)} \tag{5.4.24}$$

由此可见，电压输出脉冲幅度正比于入射粒子在灵敏区损失的能量。但是，U 与 C_d 有关，C_d 又与反向偏压有关。当反向偏压不同时，入射粒子在探测器灵敏区内损失相同的能量，输出脉冲幅度却不相同。为了解决结电容随反向偏压变化对输出幅度的影响，结型半导体探测器的前置放大器要选用电荷灵敏放大器。

电荷灵敏放大器是一个开环增益很大的电容负反馈放大器，其原理如图 4.22

所示。C_f 是反馈电容；$-K$ 表示开环放大倍数，输出与输入极性相反；C 是 C_f 断开时，放大器输入电容与分布电容之和，即 $C = C_i' + C'$。

反馈电容 C_f 两端的电压幅度为

$$U_{p_i} - U_{p_o} = U_{p_i} - (-KU_{p_i}) = (1+K)U_{p_i}$$

反馈电容 C_f 两端的电荷为

$$Q_C = C_f(1+K)U_{p_i}$$

所以 C_f 对放大器输入端的影响相当于在输入端接了一个容量为 $(K+1)C_f$ 的电容。这样探测器输出回路的总电容，即电荷灵敏放大器的总输入电容为

$$C_i = C_d + C + (1+K)C_f$$

当 R_0 很大时，则

$$U_{p_i} = \frac{Q}{C_d + C + (1+K)C_f} \tag{5.4.25}$$

只要 K 足够大，有 $KC_f \gg C_d + C$，则

$$U_{p_i} = \frac{Q}{KC_f} \tag{5.4.26}$$

那么输出脉冲幅度

$$U_{p_o} = -KU_{p_i} = -\frac{KQ}{KC_f} = -\frac{Q}{C_f} \tag{5.4.27}$$

与半导体探测器的结电容无关。

5.5 半导体探测器的应用

5.5.1 在高能物理中的应用

因为硅微条等新型半导体探测器的位置分辨率比气体探测器、闪烁探测器的位置分辨率高一到两个数量级，所以在近十几年来，世界各大高能物理实验室都采用它作为顶点探测器。如美国费米实验室(FERMI LAB)的 CDF 和 D0 实验，SLAC 实验室的 B 介子工厂的 BaBar 实验，欧洲核子研究中心(CERN)的大型正

负电子对撞机(LEP)上的 L3、ALEPH、DELPHI、OPAL 和即将运行的大型强子对撞机(LHC)的 ATLAS、CMS 及日本高能物理实验室 KEK，德国的 HERA、HERA－B 实验等全采用了它。

图 5.5.1 给出的是美国费米实验室的 D0 实验采用硅微条探测器作为顶点探测器。为了增大覆盖立体角，除了桶部设计得比较长外，还设计了两种盘：H－DISK 和 F－DISK。这个顶点探测器所用的硅微条探测器都是用交流耦合输出的，其桶部是采用单边读出的硅微条探测器，而 H－DISK 和 F－DISK 部分是采用双边读出的硅微条探测器。读出电子学都是采用集成电路 SVXIIb，每一片 SVXIIb 有 128 路读出。

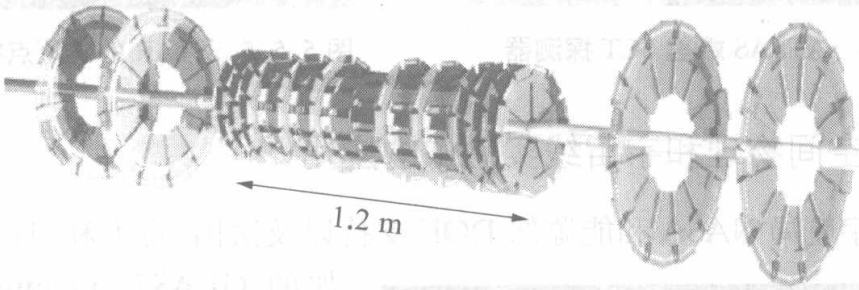


图 5.5.1　D0 的硅微条顶点探测器

图 5.5.2 是欧洲核子研究中心(CERN)大的强子对撞机 LHC 的 ATLAS 内探测器截面图，采用半导体径迹探测器(SCT)和微条气体室(MSGC)代替漂移室作径迹测量。顶点探测器采用像素探测器。图 5.5.3 和图 5.5.4 给出 ATLAS 桶部和端盖的半导体径迹探测器照片。

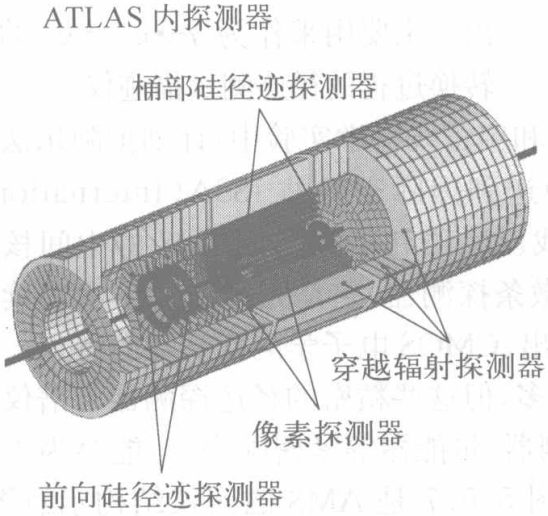


图 5.5.2　ATLAS 内探测器

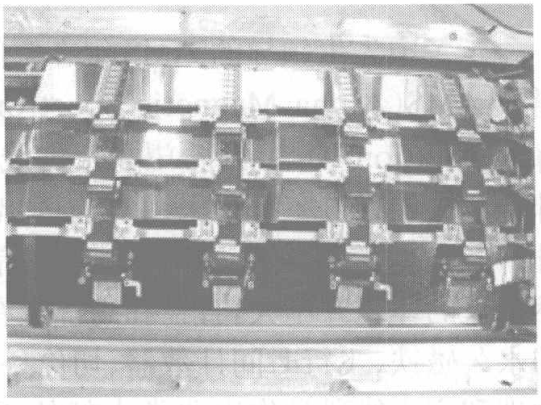


图 5.5.3　ATLAS 桶部 SCT 探测器

图 5.5.5 是美国布鲁克海汶国家实验室(BNL)相对论重离子对撞机 RHIC 的 STAR 探测器的硅顶点径迹探测器 SVT 的照片,它也采用硅微条探测器做成。

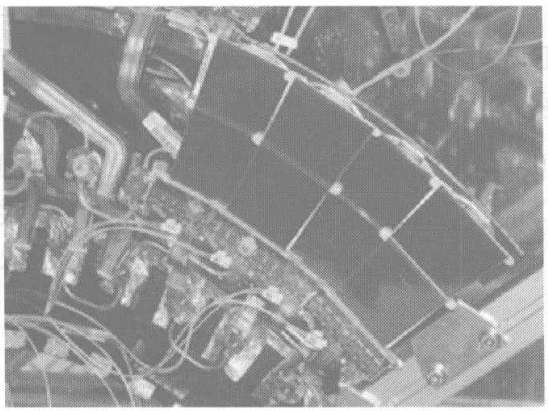


图 5.5.4 ATLAS 端盖 SCT 探测器

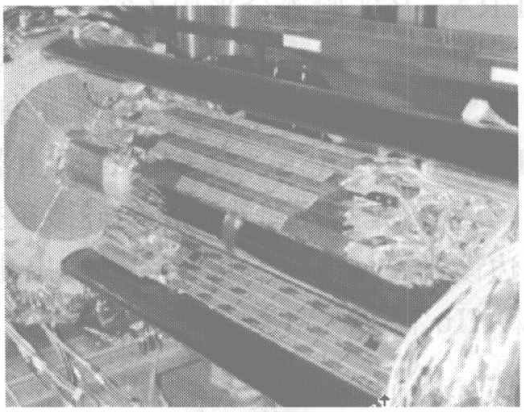


图 5.5.5 STAR 的硅顶点径迹探测器

5.5.2 在空间物理和宇宙线实验中的应用

由美国宇航局 NASA 和能源部 DOE 支持以及法国、意大利、日本、瑞典等参加的 GLAST(Gamma-ray Large Area Space Telescope)实验组,为了研究宇宙中能量在 20～300 GeV 的 γ 射线等,研制了大面积 γ 射线太空望远镜 GLAST(图 5.5.6)。其核心部分使用了多层硅微条探测器,总面积大于 80 m^2,共 130 多万路读出。主要用来作为 $\gamma \rightarrow e^- + e^+$ 的对转换过程的径迹测量描迹仪。

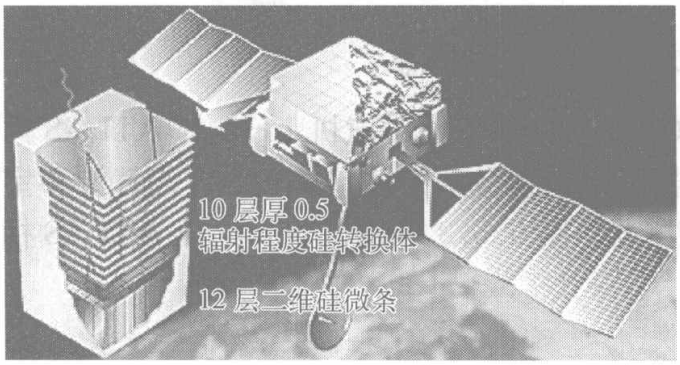


图 5.5.6 GLAST 大面积 γ 射线太空望远镜

丁肇中先生领导的 AMS 组在空间物理和宇宙线科学实验中,计划把阿尔法磁谱仪 AMS(Alpha Magnetic Spectrometer)送到国际空间站 ISSA(International Space Station Alpha),希望在宇宙线中寻找反物质和暗物质。AMS 的中间核心部分的多层径迹室都是采用双边读出的硅微条探测器,它是充分利用了双边读出硅微条探测器的高空间分辨率、二维信息读出、CMOS 电子学的低功耗的特点。虽然谱仪的体积并不大,直径和高都只有 1 m 多,但这些精密的径迹探测器与谱仪中的永久磁铁、飞行时间计数器、切伦科夫探测器、量能器等紧密配合,可能会为天体物理和宇宙线科学作出非常卓越的贡献。图 5.5.7 是 AMS 磁谱仪结构示意图。中心部分是 6 层双面硅微条探测器,放在磁场中能记录穿过它的带电粒子的动量、

速度、电荷及位置，从而鉴别出粒子的类型。硅微条径迹探测器的位置测量精度在偏转方向为 10 μm，在非偏转方向为 30 μm，这样的精度是前所未有的。

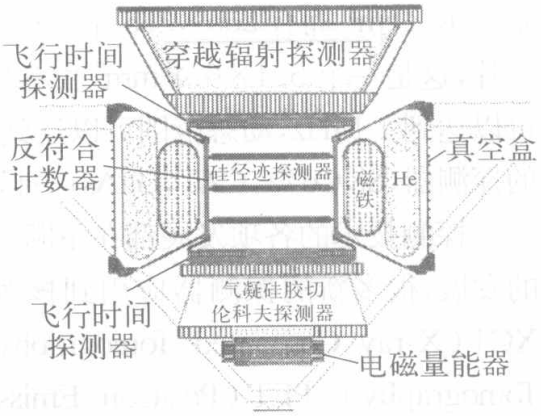


图 5.5.7　AMS 磁谱仪结构示意图

5.5.3　在核医学中的应用

半导体探测器在核医学中也占据着很重要的地位。图 5.5.8 给出了 1996～1999 年核医学领域应用各种探测器的统计概况。要直接从图像中分辨出恶性细胞和正常细胞的差异，要求探测器的空间分辨达到 μm 量级。目前只有硅微条探测器、像素探测器、CCD 等半导体探测器才能达到。硅微条探测器的点位置分辨 $\sigma = 1.25$ μm。图 5.5.9 显示的是硅微条 X 光扫描系统及用该系统获得的老鼠的头颅像。



图 5.5.8　1996～1999 年核医学领域应用各种探测器的统计概况

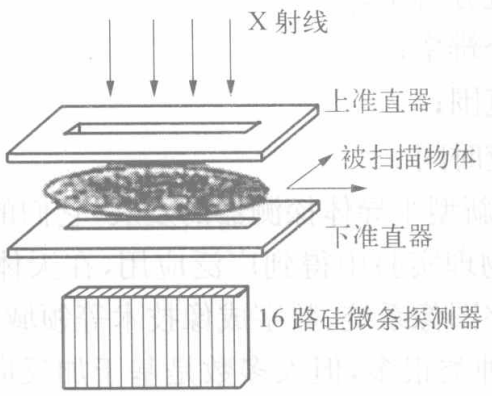




图 5.5.9　硅微条 X 光扫描系统及用该系统获得的老鼠头颅像

半导体探测器作为 X 射线二维成像系统，可以满足人们在大的动态范围、高对比度的分辨，产生的电子信号便于采集、处理和存储，满足对实时成像、时间读出系统的改进以及减少辐射剂量方面的要求。探测器的大小通常是几平方厘米，像素尺寸范围为 50～300 μm，数量可以达到 400×600。用多个独立的模块可以组成几十平方厘米的探测系统。许多 ASIC 芯片专门为该类探测器设计生产，可供我们使用。在这众多的芯片当中，值得注意的一个是在 CERN 的 MEDIPIX 项目中发展的 CMOS 芯片，MEDIPIX1 是一个 1 cm^2 拥有 64×64 个 170×170 μm^2 像素的芯片，MEDIPIX2

是一个 2 cm^2 拥有 265×265 个 55×55 μm^2 像素的芯片。另一个例子是 MPEC 2.3 芯片，这是一个 6.4×6.4 mm^2 由 32×32 个 200×200 μm^2 像素组成的芯片。计数率可以达到 1 MHz，动态范围可以达到 18 bits。这些电子学读出芯片可以和前面提到的探测器(Si，CdTe，CZT，GaAs)一起使用，并且可以独立优化调节。

探测技术的各项发展都在不断带动核医学影像技术的发展[11]。随着探测技术的发展，很多新的探测器应用到核医学的图像检测系统中。目前世界上已经有了 XCT(X-ray Computed Tomography)、SPECT(Single Photon Emission Computed Tomography)、PET(Positron Emission Tomography)、MRI(Magnetic Resonance Imaging)等等各种核医学影像诊断技术，并且还发展了高速回旋 CT，能从荧光屏上直接观察到人体内的组织和脏器的三维结构，MRI 和 PET 技术能探测出人的生理功能、生化代谢过程，从而得到早期病变的信息。核医学影像的数字化方面，在新探测技术的带动下也有了很多进展，它克服了传统 X 射线成像方式的各种缺陷。

半导体探测器有突出的优点：

(1) 非常好的位置分辨率；

(2) 很高的能量分辨率；

(3) 很宽的线性范围；

(4) 非常快的响应时间。

因以上优点，随着新型半导体探测器的发展，它们的应用越来越广泛。在世界各国的粒子物理与核物理实验中得到广泛应用，在天体物理、宇宙线科学、核医学领域的 CT 及其他数字图像系统、数字成像技术等领域的应用也迅速发展。

半导体探测器的种类很多，但大多数是基于加反向偏压的 PN 结。探测器的灵敏区就是结型探测器的势垒区或锂漂移型探测器的补偿区，其中载流子浓度极低，电阻率很高，电场强度很大。灵敏区厚度确定了能探测粒子的最大能量。

面垒型探测器的结电容较大，随工作电压和温度变化，故需要使用电荷灵敏放大器，而且必须小心保存和使用。

参 考 文 献

[1] BERTOLINI G, COCHE A. Semiconductor detectors [M]. Amsterdam: North Holland

Publishing Company, 1968; 伯托利尼 G, 科什 A. 半导体探测器[M]. 北京: 原子能出版社, 1975.

[2] 徐克尊,等. 粒子探测技术[M]. 上海:上海科学技术出版社,1981.

[3] Deme S. Semiconductor Detectors for Nuclear Radiation Measurement[M]. Adam Hilger Ltd, 1971.

[4] Lutz G. Silicon radiation detectors[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1995, A 367: 21 - 33.

[5] Irsigler R, Gepper R, Gopper R, et al. AC-coupled GaAs microstrip with a new type of integrated bias resistors[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1998, A 406:427 - 434.

[6] Weber M. for the D0 Collaboration, The D0 silicon micro-strip tracker[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 2006, A 560: 14 - 17.

[7] http://www.CERN.ch/MEDIPIX.

[8] Bouvier S. The silicon strip detector for STAR[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 2005, A 549: 27 - 32.

[9] Moed Shulamit. End Cap module production of the ATLAS Semiconductor Tracker[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 2006, A 560: 75 - 78.

[10] Doetinchem Ph. v, Fopp S, Karpinski W, et al. Performance of the AMS - 02 transition radiation detector[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 2006, A 558: 526 - 535.

[11] Miyata E, Miki M, Tawa N, et al. Development of new X - ray imaging device sensitive to 0.1～100 keV[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 2004, A 525:122 - 125.

[12] Ponpon J P. Semiconductor detectors for 2D X - ray imaging[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 2005, A 551: 15 - 26.

思 考 题

1. 一块单晶硅,电阻率为 1 000 Ω·cm,加上电压后,能否构成一个探测器? 如果是一块绝缘体呢? 请说明理由。

2. 用金硅面垒探测器测^{210}Po 的 α 粒子能谱(E_α = 5.3 MeV),如果开始时加偏压为零,这时有脉冲信号吗? 然后逐渐增加偏压,这时测得的脉冲幅度有何变化? 当偏压足够高以后,再增

加偏压，脉冲幅度还变化吗？为什么？能量分辨率有没有变化？试讨论一个从实验上决定合适偏压的方法。

3. 比较用 Si 材料和用 Ge 材料做成的探测器，由于电子-空穴对的统计涨落对能量分辨率的影响。

4. 试讨论影响半导体探测器能量分辨率的因素有哪些？

5. 试比较气体探测器、半导体探测器和闪烁探测器的固有能量分辨率。请说明理由。

习　题

1. 计算一个粒子在 Si 中损失 100 keV 的能量在室温和液氮温度下所产生的电子空穴对的平均值和方差。

2. 计算在室温下 Si 中，空穴载流子的俘获长度。① 空穴的迁移率为500 $cm^2/(V \cdot s)$，寿命为 10^{-3} s；② 若材料为掺金的硅，空穴的迁移率为10^4 $cm^2/(V \cdot s)$，寿命为 10^{-8}s。设工作电压为 100 V，探测器厚度为 1 mm。

3. 一个 Si(Li)漂移探测器与放大器相连，放大器的时间常数为 1 μs，对应的漏电流为3×10^{-7} A。如不冷却，要求半高全宽小于 15 keV，则 Si(Li)漂移耗尽层的最大体积是多大？

4. 一个 4 mm 厚的 Si(Li)探测器工作电压为 2 000 V，计算其最大电荷收集时间是多少？

5. 一个金硅面垒探测器，灵敏层厚 0.5 mm，加偏压 300 V，计算能量为1 MeV的质子在① 接近正电极处；② 接近负电极处，消耗其全部能量时，载流子的渡越时间和平均电流。

6. 计算金硅面垒探测器的结电容。设探测器直径为 20 mm，电阻率为1 000 Ω·cm，加偏压 100 V。

7. 一个同轴 Ge(Li)探测器，其长度为 5 cm，外径为 5 cm，芯的直径为0.8 cm。求其电容。

8. 一个金硅面垒探测器，灵敏区直径为 2 cm，电阻率为 1 000 Ω·cm。设放大器输入电容和分布电容为 10 pF，当工作电压由 100 V 增加到 200 V 时，求在① 接电压放大器；② 接电荷灵敏放大器两种情况下，输出脉冲幅度的相对变化。设放大器 $K = 1\,000$ 倍，电荷灵敏放大器的反馈电容 $C_f = 2$ pF。

9. 假设 Ge(Li)探测器的电荷收集是完全的，电子学噪声可以忽略，求用它测量^{137}Cs 的 662 MeV γ射线的能量分辨率(设法诺因子 $F = 0.1$)。

10. 如果要用一个 Si(Li)探测器来分辨从铜和锌发出的 K_x 射线，要求探测器至少具有多大的能量分辨率？

11. 有一个重离子探测器，测得零能量损失对应于多道分析器的零道位置，测得^{241}Am 的 5.486 MeV α粒子峰值位于 116 道。如果测得能量为 21 MeV 的重离子峰值位于 402 道，则其

脉冲高度亏损是多少?

12. 一个金硅面垒半导体谱仪,其等效噪声能量为 9.0 keV,窗效应造成的能量分辨率为 7.0 keV,其他因素对能量分辨率的贡献为 4.0 keV。问能够产生能量分辨率为 13 keV 的入射粒子能量是多少?(设法诺因子 $F=0.15$)

13. 比较硅探测器和锗探测器的能量分辨率。假设除了电子空穴对的统计涨落以外,所有其他因素对谱线半高全宽的贡献为 5 keV,那么多大能量的粒子入射到 Si 和 Ge 探测器中才会形成 20 keV 的线宽?(设法诺因子 $F=0.1$)

14. 一个金硅面垒探测器的 FWHM = 2 keV,求它的等效电荷。

15. 用 Ge(Li)探测器测量能量为 1 MeV 的 γ 射线,由于电子-空穴对的统计涨落引起的能量展宽是多少?设 $F=0.13$,$W=2.96$ eV。

第6章 闪烁探测器

闪烁探测器是一种相当成熟、使用非常广泛的探测器，它的发明已有100多年的历史。1911年卢瑟福等在著名的α粒子散射实验中就使用了ZnS(Ag)，用显微镜观测α粒子在ZnS(Ag)荧光屏上产生的极微弱的闪光。随着光电倍增管的发展和各种新型闪烁体的问世，无论是在核物理和粒子物理实验中，还是在工业、农业、生命科学、材料科学、环境科学、空间科学等众多领域，闪烁探测器都有新的发展和新的应用。

6.1 闪烁探测器的组成和工作原理

典型的闪烁型探测器装置如图6.1.1所示，由闪烁体、光导、光电转换器件(如：光电倍增管)和电源组成，有时还配置前置放大器或射极跟随器(俗称探头)，装在一个不透光的密闭暗盒内。闪烁探头配上不同的电子学电路，就可以组成不同的测量装置。

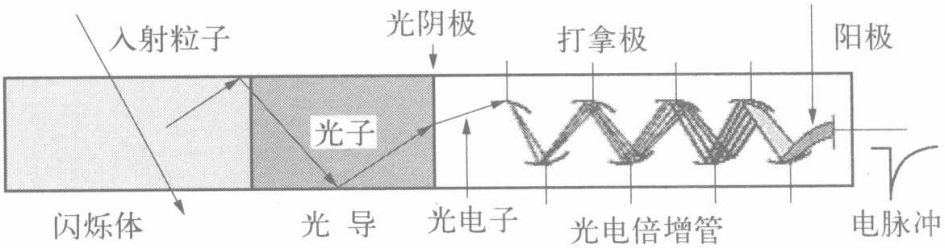


图6.1.1 闪烁探测器的组成和工作原理

闪烁探测器的工作原理同气体探测器和半导体探测器不同。当粒子进入闪烁

体时，入射粒子损失部分能量或全部能量，使闪烁体的原子和分子电离或激发，在退激发过程中发出一定波长的光。利用光导和反射物使大部分荧光光子收集到光电倍增管的光阴极上，光子打在光阴极上发生光电效应，放出光电子，光电子在光电倍增管中倍增，最后被阳极收集产生电压脉冲，输入电子学仪器被记录下来。

从粒子射入闪烁体内损失能量转变为电信号，可以分为以下几个阶段：

(1) 粒子进入闪烁体内使原子或分子激发和电离，从而损失能量。设入射粒子的能量为 E，如果它完全停止在闪烁体内，则损失的能量为 $E' = K_1 E$，$K_1 = 1$；如果它穿出闪烁体，则 $K_1 < 1$。γ 射线通过三种效应损失能量，若康普顿散射光子跑出闪烁体，也有 $K_1 < 1$。

(2) 受激的原子或分子在退激发时，发射可见光范围内的光子，也可能将能量转化为晶格振动或热运动的能量。设转化为可见光的能量转化效率为 P，产生的光子平均能量为 $h\bar{\nu}$，即发射的光子数 $R = EK_1 P/(h\bar{\nu})$。

(3) 光子在通过闪烁体和光导射到光电倍增管光阴极上的路程中，有一部分光子因被吸收或散射而无法到达光阴极。设光收集系数为 L，则到达光阴极的光子数 $R' = LR$。希望 L 尽可能大，就要求闪烁体的发射光谱和吸收光谱的重合部分尽量少，同时为减少在闪烁体和光电倍增管界面上光的损失，常在它们之间加光导或光耦合剂等。

(4) 光阴极吸收光子发射光电子。设光电转换效率为 ε，从光阴极到倍增系统中的第一打拿极(亦称倍增极)的传输系数为 q，则光阴极发射并到达第一打拿极的光电子数 $N = \varepsilon q R'$。

(5) 光电子在光电倍增管中倍增，最后到阳极形成电压脉冲。设光电倍增管的倍增系数为 M，则在输出端得到 MN 个电子，相应的脉冲电荷 $Q = eMN$，如果它们全部被输出电容 C 收集，则形成一个电压脉冲：

$$U = \frac{Q}{C} = \frac{K_1 PL\varepsilon qeME}{h\nu C} = \frac{neME}{C} \tag{6.1.1}$$

式中 $n = \dfrac{K_1 PL\varepsilon q}{h\nu} = \dfrac{N}{E}$，是入射粒子单位能量产生的光电子数。

(6) 这个脉冲通过成形后由射极跟随器或前置放大器输出，被电子学仪器分析记录。

由上述讨论可知，闪烁探测器的输出脉冲的幅度与入射粒子能量成正比。选择光产额大的晶体，提高光阴极的光电转换效率 ε、电子传输系数 q 和光电倍增管的放大倍数 M，都可以使输出脉冲幅度增大。

与其他探测器比较，闪烁探测器具有显著的特点。第一，能够探测各种类型的粒子，包括中性粒子，并能测量它们的能量和性质，可以在各种场合与复杂环境中使用；第二，闪烁体可以是固体和液体介质，又可以加工成很大尺寸，因此其探测效率很高，特别是对 γ 射线的探测效率可达百分之几十，甚至百分之百，比气体探测器和半导体探测器高几倍到几十倍，同时它也可以用于高能粒子的探测；第三，有较小的分辨时间，允许在高计数率场合工作，这对时间测量有重要意义，可以在较强的粒子源场合与符合测量中使用。所以，闪烁探测器的应用非常广泛。

6.2 闪 烁 体

闪烁体是闪烁探测器与粒子相互作用的部件。通常应用的闪烁体材料种类很多，从化学成分来讲可分为有机闪烁体和无机闪烁体两大类；从物理形态来讲，又可分为固体、液体和气体。闪烁晶体由于具有能探测射线的本领，而广泛应用于高能物理、核物理、放射医学、地质勘探、防爆检测等领域，成为人工晶体家族中的重要成员。

6.2.1 闪烁体的基本特性

闪烁体的基本特性可以用以下几个量来表示：

一、发光效率

发光效率表征闪烁体将吸收的粒子能量转化为光的本领，是闪烁体非常重要的特性之一。常用光输出强度和能量转换效率两个量来表示。定义光输出强度 S 是在一次闪烁过程中产生的光子数目 R 和带电粒子在闪烁体内损失的能量之比：

$$S=\frac{R}{E'}(\text{光子数/MeV}) \tag{6.2.1}$$

对于蒽晶体，$S\approx 1.4\times 10^4$ /MeV；对于塑料闪烁体，$S\approx 8\times 10^3$ /MeV。最小电离粒子穿过一厘米厚的塑料闪烁体产生的光子数约为 1.6×10^4 个。

定义能量转换效率 P 是在一次闪烁过程中产生的光子总能量和带电粒子损失的能量之比：

$$P = \frac{Rh\,\bar{\nu}}{E'} = Sh\,\bar{\nu}(\%) \tag{6.2.2}$$

光输出强度和能量转换效率这两个量的绝对测量很复杂，实际中往往与标准闪烁体相比较给出相对值，称为相对发光效率。

通常同一种闪烁体的发光效率因粒子种类不同而异，因此可利用这一特点来分辨粒子。最小电离粒子在不同闪烁体中每产生一个闪烁光子的平均能量损失，在蒽晶体中为 60 eV，在碘化钠(NaI)晶体中为 25 eV，在塑料闪烁体中为 100 eV，在锗酸铋(BGO)晶体中为 300 eV。在表 6.2.1 中给出的光输出，通常是对入射电子而言的。

表 6.2.1　常用无机闪烁体的典型特性

闪烁体	密度 [g/cm³]	相对光输出	发光衰减时间 [ns]	波长(峰) [nm]	折射率 n	辐射长度 X_0 [cm]	莫里哀半径 R_M[cm]	dE/dx [MeV/cm]	核作用长度 [cm]	潮解程度
NaI(Tl)	3.67	100	230	410	1.85	2.59	4.13	4.8	42.9	严重
CsI(Tl)	4.51	45	1 300	560	1.79	1.86	3.57	5.6	39.3	轻微
CsI(Na)	4.51	85	630	420	1.84					轻微
CsI	4.51	2.3/5.6	6/35	310/420	1.95	1.86	3.57	5.6	39.3	轻微
BGO	7.13	9	60/300	480	2.15	1.12	2.23	9.0	22.8	不潮解
PWO	8.3	0.6/0.1	10/50	420/560	2.2	0.89	2.0	10.2	20.7	不潮解
$CdWO_4$	7.90	20	900/20 μs	530	2.3					不潮解
BaF_2	4.89	2.7/21	0.9/630	220/300	1.5	2.05	3.1	6.6	30.7	尚好
CeF_3	6.16	2.0/6.6	9/30	300/340	1.68	1.68	3.6		25.9	不潮解
LSO	7.4	75	40	420	1.82	1.14	2.07	9.6	20.9	不潮解
GSO	6.71	3/30	56/600	310/430	1.85	1.38	2.23	8.9	22.2	不潮解
YAP	5.55	40	30	380	1.9					不潮解
ZnS(Ag)	4.09	130	200	450	2.35					不潮解

二、能量响应和能量分辨

能量响应一般以闪烁体的光输出与入射粒子在闪烁体内能量损耗之间的对应关系来表征。闪烁探测器的能量响应并不完全是线性的，主要原因是因为带电粒子在闪烁体内产生一个光子的平均能量(即 $1/S$)不是常数，既与入射粒子种类(电荷和质量)有关，又与粒子能量有关。有关研究工作表明，这与猝灭过程有关，并据

此提出一个半经验公式：

$$\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}x}=\frac{A\mathrm{d}E/\mathrm{d}x}{1+kB\mathrm{d}E/\mathrm{d}x} \tag{6.2.3}$$

式中 L 为光输出，E 为能量，x 为距离，A、B 为常数，k 是猝灭参数。$kB\dfrac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}$ 表示单位距离的猝灭中心密度。当猝灭中心密度小时，$kB\dfrac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\ll 1$，式(6.2.3)就变为

$$\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}x}\approx A\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} \tag{6.2.4}$$

将该式两边对 x 积分，并根据初始条件，取积分常数为 0，于是有

$$L(E)=AE \tag{6.2.5}$$

很显然，此时闪烁体光输出 L 与能量 E 成线性关系。

当猝灭中心密度大时，$kB\dfrac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\gg 1$，式(6.2.3)就变为

$$\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}x}\approx\frac{A}{kB} \tag{6.2.6}$$

将该式两边对 x 积分，有

$$L(E)=\frac{A}{kB}R(E) \tag{6.2.7}$$

其中 $R(E)$ 为入射粒子射程。

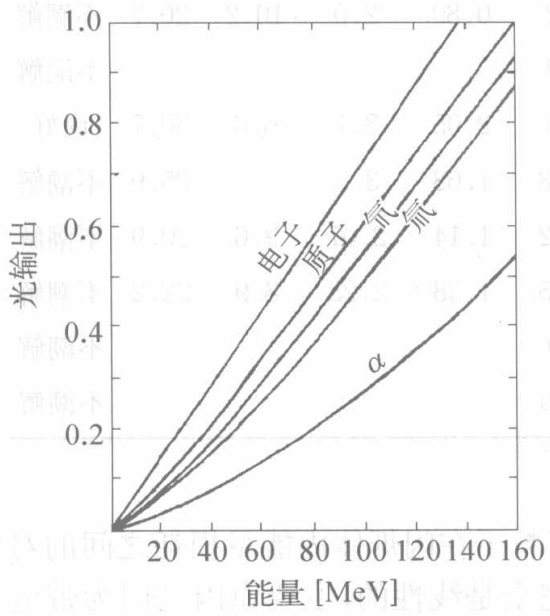


图 6.2.1　带电粒子在 NE102A 闪烁体中的能量响应曲线

实验结果与上述公式符合较好。图 6.2.1 给出了不同带电粒子在 NE102A 闪烁体中的能量响应曲线。由图可见，在能量较高区域能量响应有较好的线性关系。这是因为在 NE102A 闪烁体中，猝灭中心密度较小，在高能区 $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ 较小，因此符合式(6.2.5)的情况，光输出与能量成正比。在低能区，由于 $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ 较大，近似式(6.2.7)的情况，光输出与能量的关系类似射程与能量的关系，是非线性的。此外，能量相同的不同带电粒子的光输出也

是不一样的，电子最大，α粒子最小。

对于无机闪烁体的能量响应关系与有机闪烁体的情况类似。当入射粒子是多电荷、重质量和低能量时，非线性响应本质上反映了光输出与电离能损有关（在低能核物理中利用此特性进行粒子鉴别），只在较高能量情况下才近似线性关系。气体闪烁体最好，无机闪烁体次之，有机闪烁体最差。

能量为 E 的单能粒子进入闪烁体，并被全吸收，得到的输出脉冲幅度并不是单一的，多次测量会发现它有一分布。这是因为闪烁体的发光、光收集等都是统计过程，它导致了输出脉冲的统计分布。设脉冲幅度谱的半高全宽度（即峰值一半处的宽度，英文缩写为 FWHM）为 ΔU，峰相应的幅度为 U，则定义闪烁体的能量分辨率为

$$\eta = \frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta U}{U} \quad (\%) \tag{6.2.8}$$

ΔE 为对应于 ΔU 的能量谱的半高宽度。在粒子物理实验中常以标准偏差来表示能量分辨率，若能谱可以由高斯分布描述，则能谱半高宽度与标准偏差 σ 之比为2.354，即

$$\eta' = \frac{\sigma_E}{E} = \frac{\sigma_U}{U} = \eta/2.354 \quad (\%) \tag{6.2.9}$$

闪烁探测器的能量分辨率包括了闪烁体和光电倍增管两部分的贡献：

$$\eta_T = \sqrt{\eta_s^2 + \eta_{PMT}^2} = 2.354\sqrt{\frac{F}{N_e}(1+\alpha)} \propto \frac{1}{\sqrt{N_e}} \tag{6.2.10}$$

其中 N_e 为光阴极产生并被光电倍增管第一打拿极收集到的光电子数；F 为法诺修正因子；α 为与光电倍增管前两个打拿极的倍增系数有关的常数；2.354 为能谱半高宽度与标准偏差 σ 之比值。

从式(6.2.10)可看出，欲改善闪烁计数器的能量分辨率，首先要选用发光效率高、透明度好的闪烁体，提高光的收集效率，即提高 N；同时要有一个灵敏度高的光电倍增管。由此可见，影响能量分辨率的因素主要有：① 闪烁体的发光效率；② 光子传输效率；③ 光电倍增管 PMT 光阴极的光收集效率；④ 光阴极光电转换效率；⑤ 第一打拿极收集效率和二次电子倍增系数等。

NaI(Tl)晶体有较大的光输出，因此相应地有较好的能量分辨率。对^{137}Cs 的 661 keV 的 γ 射线，能量分辨可达 6%；对高能全吸收的情况，1 GeV 的 γ 射线和电子能量分辨率为 2%，它随着能量增加而改善。在粒子物理实验中，有时使用液体闪烁体做全吸收计数器，而塑料闪烁体则往往与铅片、铁片交错组成量能器（详见后面的应用部分）。

三、发射光谱

闪烁体发射的光不是单色的，有各种各样的波长，不同波长的光子数目也不一样。闪烁体发射的光子数随波长的分布称作闪烁体的发射光谱。有两种表示方法：

(1) 用图表示，一般给出的是光致发光光谱。图 6.2.2 给出了几种常用晶体的发光光谱。

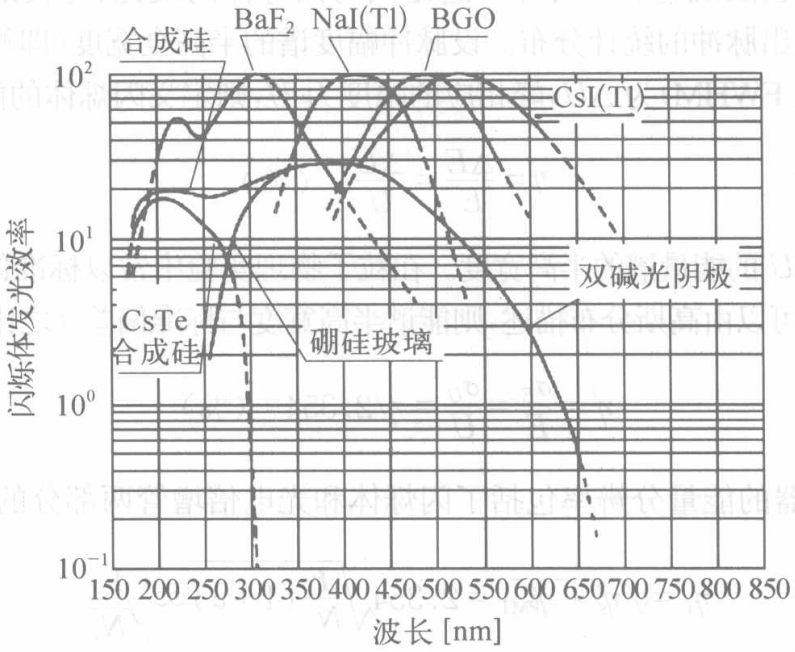


图 6.2.2　几种闪烁体的发光光谱

(2) 用强度最大的光谱波长，常用主峰位波长 λ_0 和分布的半高宽 $\Delta\lambda$ 表示：如 NaI(Tl)晶体，$\lambda_0 = 4\ 100$ Å，$\Delta\lambda = 850$ Å。

不同的闪烁体和不同的入射粒子，其光谱特性不同。使用闪烁体时了解它的发射光谱是十分必要的，据此选取与之匹配的光电倍增管，选择合适的光导材料。

四、发光时间和发光衰减时间 τ

闪烁体的发光的光子数随时间变化如图 6.2.3(a)所示，单位时间内发出的光子数是随时间变化的，可以用两个指数过程描述，即光子数增长和光子数衰减的过程。一般无机闪烁晶体光子数增长时间很快(约为 10^{-12} s)，而衰减却慢得多(不小于 10^{-9} s)。对于光子数随时间的变化可用下述方程表达：

$$N(t) = N_0(1 - e^{-t/\tau_1})e^{-t/\tau} \tag{6.2.11}$$

其中 τ_1 为增长时间常数，τ 为衰减时间常数。设光子数达到最大值的时间为 T，由于 τ_1 比 τ 小得多，所以当 $\tau \gg T > \tau_1$ 时，式(6.2.11)可改写成：

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} \tag{6.2.12}$$

这说明，由于发光中心生成过程比衰减过程快很多，全过程可用式(6.2.12)描述，N_0 是和发光中心数目及衰减时间有关的量。

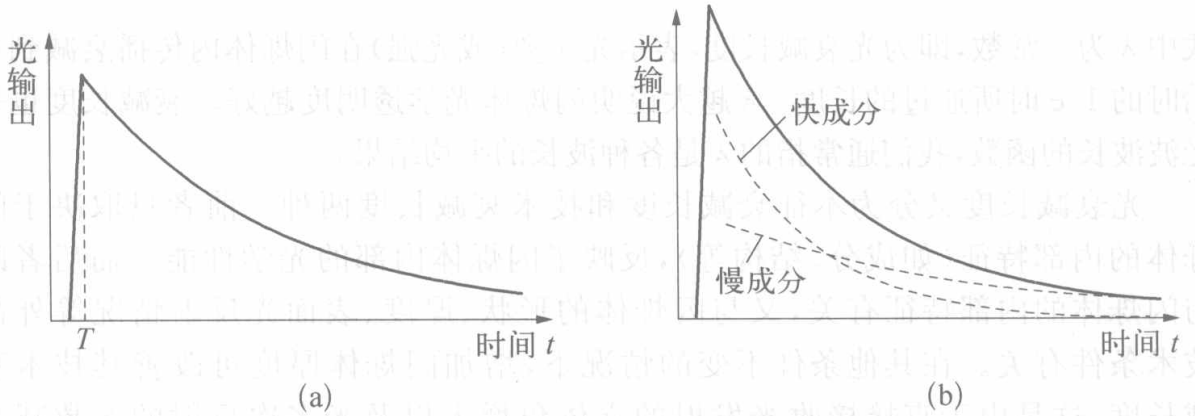


图 6.2.3　闪烁光子数随时间变化

发光衰减时间 τ，定义为光子数从最大值衰减到 1/e 所需要的时间。τ 和闪烁体的种类、激活剂及温度等有关，τ 决定了闪烁体的时间特性。τ 小的闪烁体，时间分辨性能好。后面介绍闪烁体发光机制时，大家会看到受激原子或分子有许多激发态，各能级的跃迁概率不尽相同，跃迁方式也很复杂。因此退激后发出的不同波长的光相应于不同的光衰减时间。这里所指的光衰减时间 τ 是各种成分的不同波长的平均效应。

不同闪烁体有不同发光衰减时间，有快慢成分之分，见图 6.2.3(b)所示，近似可表示为

$$I(t) = I_f e^{-t/\tau_f} + I_s e^{-t/\tau_s} \tag{6.2.13}$$

式中 τ_f 为 ns 量级，τ_s 为几十到几百 ns 量级。

对同一闪烁体，τ 与入射粒子种类有关。例如，对 CsI(Tl)晶体，β 粒子入射时，$\tau = 700$ ns；α 粒子入射时，$\tau = 430$ ns。τ 不一样将造成输出脉冲形状不同，所以可以通过辨别脉冲形状来区分入射粒子的种类。利用这种方法可鉴别 α 和 β，中子和 γ。τ 还与温度有关，温度降低，衰减时间变短。

对气体闪烁体，τ 是气压 P 的函数。一般地说，随着 P 的增大，τ 减小。例如，对氖，$P = 5$ cmHg，$\tau = 14$ ns；$P = 48.5$ cmHg，$\tau = 5.5$ ns。

五、光衰减长度

光衰减长度是描述闪烁荧光在闪烁体内传播的一个很重要的物理量。光在闪烁体中传播时，由于吸收、散射而发生的衰减，随距离按指数规律衰减。设带电粒子打到闪烁体中某一点时产生的光子数为 N_0，那么距此点为 x 的闪烁体另一点的光子数为 $N(x)$，则有如下关系：

$$N(x) = N_0 e^{-x/\lambda} \tag{6.2.14}$$

式中 λ 为一常数，即为光衰减长度，表示光子数(或光强)在闪烁体内传播衰减到初始时的 1/e 时所通过的长度。λ 越大说明闪烁体光学透明度越好。衰减长度也是光波波长的函数，我们通常指的 λ 是各种波长的平均结果。

光衰减长度又分为本征衰减长度和技术衰减长度两种。前者只取决于闪烁体的内部特征(如成分、结构等)，反映了闪烁体内部的光学性能。而后者既与闪烁体的内部特征有关，又与闪烁体的形状、厚度、表面光反射情况等外部技术条件有关。在其他条件不变的情况下，增加闪烁体厚度可改善其技术衰减长度，这是由于直接接收光发射的立体角增大以及光多次反射的次数减少的缘故。有实际意义的是技术衰减长度，通常探测器设计给出的衰减长度都是技术衰减长度。

六、温度效应

闪烁体的性能如发光效率、发光衰减时间、光的技术衰减长度等都与温度有关。闪烁体性能随温度的变化称为温度效应。要求温度效应越小越好。它除了与闪烁体材料本身有关以外，还与制作工艺有关。如 NaI(Tl)在 200 ℃时，光子产额迅速降低，在地质探矿深井中就不适宜使用。

七、探测效率

探测效率是粒子在闪烁体内产生可测量的脉冲信号数与入射粒子数之比。不同的闪烁体对不同的入射粒子有不同的探测效率，应根据入射粒子的种类和能量来选择闪烁体的种类和大小。

作为闪烁计数器，探测效率除了与闪烁体特性(材料的原子序数 Z、密度、发光强度)、几何形状、光的收集情况有关外，还与光电倍增管的特性、工作电压及电子学线路的阈值等有关。

对一个闪烁计数器，要求有尽可能高的探测效率。一个足够好的塑料闪烁计数器对带电粒子的探测效率可达百分之百。塑料闪烁体大多是低原子序数的成分，对 γ 射线探测的效率较低，往往利用这一特点在强 γ 本底下测量带电粒子，可以获得较好的排斥比。

八、辐照效应

闪烁体在辐照环境中随辐照剂量的累积，光输出会减小。要求辐照效应越小越好。

6.2.2　无机闪烁体

无机闪烁体中应用最广的是碱金属卤化物，其中经常使用的是 NaI(Tl)、CsI(Tl)、CsI(Na)、ZnS(Ag)等晶体。无机晶体的特点是密度大，含有高原子序数的元素，因此无论是对带电粒子，还是 γ 射线，都有大的电离损失和高的探测效率，有较好的能量分辨率。表 6.2.1 给出了常用无机闪烁体的典型特性。

一、发光机制

无机闪烁体大都是固体晶体，是绝缘体。它与半导体的区别在于禁带很宽，例如硅是 1.12 eV，而 NaI(Tl)是 7.3 eV。在闪烁体中入射粒子除了由于电离产生电子空穴对以外，还会因激发产生激子，即入射粒子给予电子的能量不能使它电离到导带上，而只能处在导带下面的激子能带(激带)上，如图 6.2.4 所示。激子是激带内的电子和价带中的空穴的总称，它们没有完全电离，还有静电约束，在晶格中一起运动。

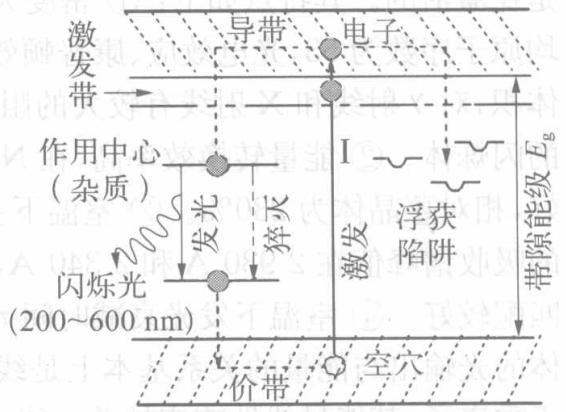


图 6.2.4　无机闪烁体能级图

晶体内的杂质和晶格缺陷形成三种俘获中心：荧光中心、猝灭中心和陷阱。俘获中心分基态和激发态。基态俘获激子的空穴或价带的空穴，激发态俘获激子的电子或导带的电子。从效果上看俘获中心从基态被激发到激发态上，就好像一个电子直接被激发到激发态上。退激时有三种可能：

(1) 在荧光中心，很快发射光子跳回基态，时间很短(10^{-9} s)，是闪烁光的快成分，称作荧光，但发光强度弱。

(2) 在猝灭中心，电子将激发能传给周围的晶格作振动，以热能形式消耗激发能，而不发射光子，这就是猝灭过程。

(3) 在陷阱中，电子处在亚稳态，停留较长时间，或以非辐射跃迁回到价带，或从晶格振动中获得能量，重新跃迁到导带，再重复过程一或二回到基态。按过程一，发射光子称作磷光，发光时间较长，是闪烁光的慢成分，一般大于 10^{-6} s，但发光强度强。

有的陷阱中的电子仅有热运动跳不回导带，必须由外界再给它能量，如光照、加热等。靠加热才能发射的光叫热释光；靠光照才能发射的光叫光释光。这是两

种固体发光材料，常用作外辐射个人剂量仪。

由杂质的孤立能级退激到价带时，发出的光子能量小于禁带宽度，即闪烁体发光频率不等于吸收频率，闪烁体的发射光谱与其吸收光谱不重合。所以闪烁体不会自吸收这部分光。

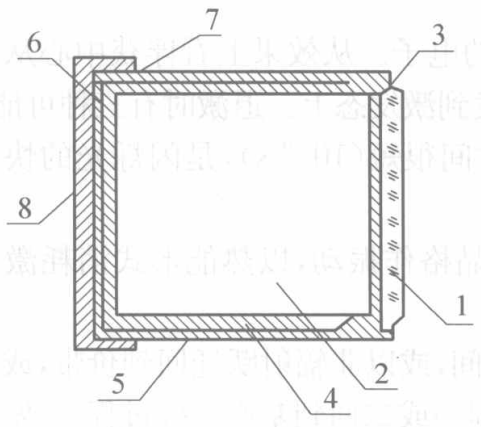
为了提高闪烁体的发光效率，可以加入适量的杂质，如铊(Tl)、钠(Na)、银(Ag)等。这些杂质称为激活剂，通常只要加很少的量就可以了。激活剂粒子形成发光中心或俘获中心。但是激活剂并不是必不可少的，实验发现在液氮温度下，所有不含激活剂的纯碱金属碘化物都具有一系列有用的性质，如光输出与电离密度无关，有较大的光输出和较小的发光衰减时间等等，可以用作探测器。

二、常用的无机闪烁体

1. 碘化钠(NaI)晶体

NaI 晶体是透明的单晶体，有纯的 NaI 和铊激活的 NaI(Tl)两种，经常使用的是铊激活的。其特点如下：① 密度大(3.67 g/cm^3)，含有高原子序数的元素碘，平均原子序数为 53，光电效应、康普顿效应和电子对效应的作用截面大，又能制成大体积，对 γ 射线和 X 射线有较大的阻止本领和探测效率，是目前探测 γ 射线最好的闪烁体。② 能量转换效率高，在 NaI 中加入 0.1%～0.5%的 Tl 时，发光效率最好，相对蒽晶体为 230%。③ 室温下主峰位波长为 4 100 Å，半高宽约 850 Å。它的吸收谱峰值在 2 930 Å 和 2 340 Å，因而对发射的光是透明的，与光电倍增管的匹配较好。④ 室温下发光衰减时间 τ 为 230 ns。⑤ 对于质子和电子，NaI(Tl)晶体的光输出与能量的关系基本上是线性的，只有在低能时偏离线性关系。但是对于重离子，其能量线性响应较差。⑥ 制备简单，可以加工成各种形状，常用的是圆柱形(最大 ϕ750×250)、井形、环形、薄片形等。

NaI(Tl)晶体的最大缺点是容易潮解，吸收空气中水分后会发黄变质而不能使用。它必须密封在带有光学玻璃窗的容器中，给低能测量和重离子测量带来困难。其机械强度差，使用时要防止剧烈振动和冲击。对温度变化很灵敏，正常使用温度为 -10 ℃～45 ℃，环境温度变化不得超过 5 ℃/h，否则晶体会碎裂。使用完毕，要避光贮存在干燥器皿中。



1—光学玻璃，2—NaI(Tl)晶体，3—硅油，4—MgO 粉，5—铝壳，6—海绵，7—环氧树脂，8—铝窗

图 6.2.5　NaI(Tl)晶体的封装

图 6.2.5 是一种常见的封装法。一面是透明性很好的光学玻璃，它与晶体之间有光耦合剂，铝外壳和晶体之间填进干燥的氧化

镁漫反射层，使晶体内向四面八方发出的光被反射后大部分透过光学玻璃进入光电倍增管。因此封装还可以提高光的收集效率。射线通过铝窗或铍窗入射。密封接头处用环氧树脂或其他胶粘接。此外，封装外壳还可以对晶体起机械保护作用。

2. 碘化铯(CsI)晶体

CsI 晶体有铊激活 CsI(Tl)，钠激活 CsI(Na)和纯 CsI 三种。它的密度和平均原子序数比 NaI(Tl)还要大，因此对 γ 射线吸收系数更大，探测效率更高。只有轻微的潮解，不一定要封装，可以在室内环境使用。容易加工成薄片，因而能用于带电粒子，特别是重粒子的测量。机械强度大，能耐受较大冲击、振动和温度突变。但是，CsI(Tl)晶体同 NaI(Tl)相比，发光衰减时间较长，且随不同入射粒子而变化(对电子、质子和 α 粒子激发分别是 0.7 μs、0.52 μs 和 0.43 μs)。CsI(Tl)晶体的发光效率是 NaI(Tl)的 30%～40%，相对蒽晶体发光效率为 95%，因此能量分辨不如 NaI(Tl)。然而在液氮温度下比 NaI(Tl)有更高的发光效率。它的光谱分布很宽，从蓝光到红光都有，主峰位在 5 400 Å。能量线性与 NaI(Tl)差不多。CsI(Tl)的价格昂贵，在使用上受到一些限制。

CsI(Na)比 CsI(Tl)有更突出的优点，它的发光效率接近 NaI(Tl)，是 NaI(Tl)的 80%。发射光谱主峰位在 4 200 Å，容易与光电倍增管配合。温度效应也很好，在 80 ℃～90 ℃时光输出最大，到 125 ℃时与室温时一样，因此特别适于高温环境和空间科学研究中使用。可惜在低能(20 keV 以下)下发光效率很快下降。

纯 CsI 晶体的特点是在液氮低温下，具有极高的发光效率，是 NaI(Tl)的 2 倍。

3. 硫化锌(ZnS)闪烁体

ZnS 闪烁体是白色多晶粉末，作为粒子探测器使用的是银激活 ZnS(Ag)。使用时喷涂在有机玻璃板上。它对 α 粒子的发光效率很高，约为蒽晶体的 300%，而对电子的发光效率较差，且由于透明度差，只能做的很薄，故不适合探测电子和 γ 射线。因为它是半透明的，只能用作强度测量，不能测量能量。其主要用于探测 α 粒子和重粒子，探测效率可以达到 100%。

ZnS(Ag)喷在聚苯乙烯塑料球内壁测量气体放射性，其灵敏度很高，能测量微弱的放射性氡。另外，把 ZnS(Ag)＋有机玻璃粉热压做成快中子屏，测量快中子；把 ZnS(Ag)＋甘油＋硼酸或浓缩 ^{10}B 做成慢中子屏，测量慢中子。

4. 锗酸铋(BGO)晶体

锗酸铋晶体，化学分子式为 $Bi_4Ge_3O_{12}$，简写为 BGO，密度为 7.13 g/cm^3，发射光谱主峰位在 4 800 Å，易于与光电倍增管匹配，不潮解，是高能物理实验重要的

闪烁体之一。我国 BGO 晶体研究曾获国家发明一等奖，是我国晶体产业走向国际化的里程碑。1985～1990 年期间，在欧洲核子研究中心 CERN LEP 丁肇中先生领导的 L3 实验组建成了世界上最大的电磁量能器，共用了 12 000 根长度为 24 cm 的 BGO 晶体，体积为 1.2 m^3，重 10 t，价值 1 400 万美元。BGO 晶体密度大，对 γ 射线的探测效率高，位置分辨好，价格适中，因此目前是正电子断层扫描（Positron Emission Tomography，PET）的主要探测元件。

5. 钨酸铅（PWO）晶体

钨酸铅晶体为无色透明晶体，化学分子式为 $PbWO_4$，简写为 PWO，折射率为 2.16，密度为 8.28 g/cm^3，发射光谱主峰位在 4 000～5 000 Å，易于与光电倍增管匹配。辐射长度为 0.89 cm，莫里哀半径为 2.2 cm。不潮解，抗辐照。其最大的缺点是光产额较低。它主要应用在高能粒子物理实验中，如 CERN 的大型强子对撞机 LHC 上的 CMS 实验组采用钨酸铅闪烁晶体做电磁量能器，共需约七万根长 23 cm的钨酸铅晶体。

6. 氟化钡（BaF_2）和氟化铈（CeF_3）晶体

氟化钡（BaF_2）和氟化铈（CeF_3）晶体都是快晶体。所谓快晶体是指晶体具有非常短的发光衰减时间。BaF_2 晶体是已知最快的闪烁晶体，三个发光峰的波长为 195 nm，220 nm 和 310 nm，对应的发光衰减时间分别为 0.87 ns，0.88 ns 和 600 ns。通过特制的 KCsTe 或 Rb－Te 光电倍增管可以滤掉慢成分而得到近于纯的快成分信号。

与 BaF_2 晶体相比，CeF_3 晶体具有更高的密度、有两个快成分、无慢成分等优点。

氟化钡（BaF_2）和氟化铈（CeF_3）晶体主要用于探测 X 射线和 γ 射线。用氟化钡（BaF_2）和氟化铈（CeF_3）晶体做成的 XCT 已用于核医学成像。

7. 硅酸镥（LSO）晶体

硅酸镥是一种新型的高发光强度、快响应的无机闪烁体。1990 年，梅尔彻（C. L. Melcher）发明了掺铈的硅酸镥 LSO（$Lu_2(SiO_4)O:Ce$），它是一种高密度、高原子序数的无机闪烁体，具有较强的中子、γ 分辨本领。由于其对 γ 射线具有响应时间快（<50 ns）、发光产额高（为 NaI(Tl) 的 76%）、抗辐照性能强、不易潮解等独特优点，它与光电倍增管（PMT）、硅光电二极管（SPD）以及雪崩光电二极管（APD）等组成的探测器有广泛应用背景，并有可能成为在强度低的脉冲中子、γ 混合辐射场中测量脉冲 γ 射线束的新型电流型探测器，所以用 LSO 制成的 γ 射线探测器特别适合于高能物理和核医学成像。由于高纯原料昂贵，LSO 晶体中的 Lu 元素使用的是天然 Lu。天然 Lu 中的 ^{176}Lu 具有天然 γ 放射性。在脉冲 γ 射线束测量中，天

然γ放射性的影响很小。但在探测器的灵敏度的标定过程中影响却很大。因此，LSO电流型探测器在标定前必须提前数天封装好并注意避光，否则标定时的信噪比极差。LSO熔点高，生长困难，目前价格还较为昂贵，大大制约了其应用。随着国产LSO晶体的上市，以LSO组成的各类探测器将在脉冲射线测量、医学成像、高能粒子探测等领域发挥更大的作用。

8. 硅酸钆(GSO)晶体

硅酸钆和硅酸镥一样，也是一种不潮解的重晶体，化学分子式为Gd_2SiO_5(GSO)。有应用前景的也是掺铈的GSO：Ce晶体，密度为6.71 g/cm^3，辐射长度X_0 = 1.38 cm，核作用长度为22.2 cm，发光产额大，约为NaI(Tl)的30%，发光衰减时间为56 ns，是一种较好的快响应晶体。能量分辨率介于NaI与BGO之间。已有数据表明，用高纯原料制成的GSO，其能量分辨率已接近NaI(Tl)。温度效应与NaI(Tl)相仿，且抗辐射能力远比其他闪烁体高。由于GSO的密度高而且温度效应良好，首先在核测井中得到了重要应用。但GSO价格较贵，且高温时比较活泼，需用昂贵的铱坩埚拉制，成本较高。

9. 铝酸钇(YAP)晶体

掺铈的铝酸钇晶体，化学分子式为$YAlO_3$：Ce(YAP：Ce)，是一种不潮解、外观像玻璃的晶体，有效原子序数相对低，Z = 39；密度高，为5.37 g/cm^3；能量分辨率可与NaI(Tl)和CsI(Tl)相比较；发光产额大，约为NaI(Tl)的40%～50%，能显著提高探测效率；发光衰减时间短，约为25～30 ns，是一种较好的快响应晶体；最大发射波长为350 nm，而光电倍增管的探测敏感区一般在300～500 nm，所以YAP：Ce作为闪烁晶体能与光电倍增管的接收范围基本匹配；YAP：Ce晶体的光输出随温度的变化率小于0.01%/℃。

10. 玻璃闪烁体

主要优点是制造简单、成本低、透明度好、化学性能稳定、耐酸碱、耐潮湿、耐高低温、发光衰减时间短(0.1 μs)。最大的缺点是发光效率低，仅为NaI(Tl)的4%。

掺LiO_2或^{10}B的玻璃，主要用于中子探测。

6.2.3　有机闪烁体

有机闪烁体主要成分是芳香族化合物，分子由聚合或联苯环构成，分成三大类：有机晶体、塑料闪烁体和液体闪烁体。表6.2.2给出了有机闪烁体的种类和特性。

表 6.2.2　有机闪烁体的种类和特性

闪烁体	密度 [g/cm³]	折射率 n	发光效率（相对）[%]	发光衰减时间 [ns]	波长 [nm]	用　途
蒽晶体	1.25	1.62	100	30	447	β、高速中子
芪晶体	1.16	1.63	50～60	4.5	410	β、高速中子、n－γ分辨
塑料闪烁体	1.03	1.58	30～68	1.36～3.3	425	α、β、高速中子
液体闪烁体	0.9	1.52	45～68	2.4	420	α和低能β

一、发光机制

有机闪烁体的发光机制有多种理论解释，各有所长。图 6.2.6 给出了有机闪烁体发光机制一种理论解释的示意图。该理论认为：由于有机晶体分子间结合松弛，因此发光主要是分子本身的作用。有机晶体大多由聚合或联苯环构成。苯环碳的四个价电子中，只有两三个与分子结合得很紧，它们占据了所谓σ分子轨道；剩余的电子占据了所谓π分子轨道，可以在分子内自由运动。发光过程主要是由π电子态间的跃迁引起的。图 6.2.6 给出了有机分子的π电子能级结构。

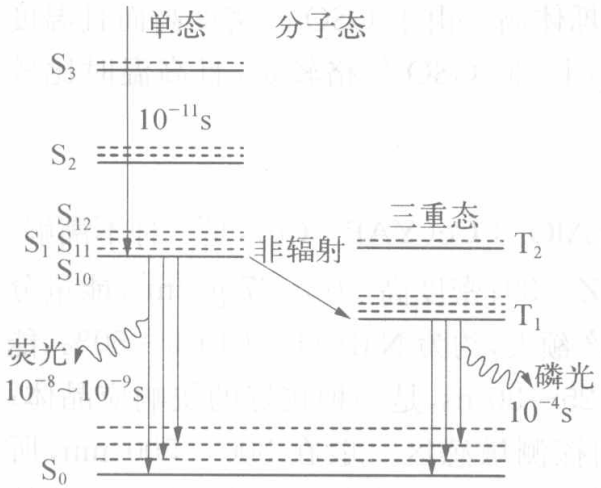


图 6.2.6　有机闪烁体发光机制示意图

图左边为单态，右边为三重态。S_0 为基态，S_1、S_2、S_3 分别为单态的第一、第二、第三激发态。每种激发能级内有一系列的精细能级，相当于分子的振动能级，如 S_{10}、S_{11}、S_{12}。当一个带电粒子进入有机闪烁体，使其中的π电子激发，从基态跃迁到单态的激发态。对三重态，从 S_0 到 T_1 是禁戒的。在退激过程中，以 S_1 态为例，一种可能是从 S_1 分别跳回基态 S_{00}、S_{01}、S_{02} 而发出荧光，这个过程很快，只有约 1 ns。多余的能量转变为π电子的振动以热量形式带走，不发光，称作猝灭过程。另一种可能（概率很小）是从激发态 S_1 跳到三重态 T_1，T_1 是亚稳态（寿命为 0.1 s 左右），π电子滞留一段时间后再跳到基态，发出磷光（～ms），发光较弱，称作磷光过程。在大多数有机闪烁体中，荧光是主要过程，这就是有机闪烁体有更短的光衰减时间的原因。猝灭过程降低了发光效率，对光子发射是不利的。

由于 π 电子跃迁，有一部分能量以热运动形式带走，因此发射光子能量总是小于吸收光子能量，这就造成吸收谱和发射谱之间的位移（发射谱向波长长的方向移动），从而减少了光的自吸收，这对光的传输是十分有利的。图 6.2.7 给出了吸收谱和发射谱位移的示意图。尽管发射谱和吸收谱分开了，但在发射谱短波部分仍然与吸收谱交叠（重叠部分），造成这部分光的自吸收。这就是在有机闪烁中，光传播过程中短波部分容易被吸收的原因。

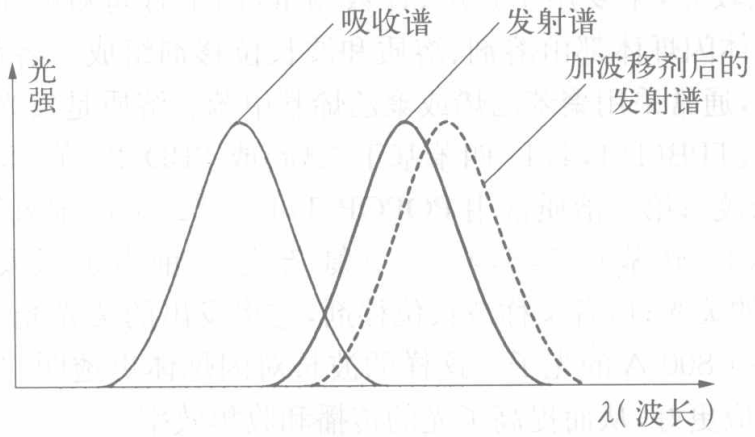


图 6.2.7　吸收谱和发射谱的位移

为了改进光的传输，我们在有机闪烁体中加入“波长位移剂”或称“波长变换剂”，吸收荧光光子再发射波长较长的光，等于将发射谱向长波方向移动得更多，从而与吸收谱重叠部分减少了（如图 6.2.7 虚线所示）。这样，减少了自吸收，增加了透明度。就是基于这一原因，常在塑料和液体闪烁体中加入第二溶质（波长位移剂）以改进光的传输性能。

二、有机晶体

有机晶体有蒽、芪、联三苯等。发光衰减时间比无机晶体少 1～2 个数量级，为探测快速高通量的带电粒子提供了可能。但缺点是有机晶体制备比较困难，很难做成大块晶体。它的机械性能、温度效应和辐照性能都比较差，而且价格昂贵，因此用得不多。其中蒽晶体（$C_{14}H_{10}$）和芪晶体（$C_{14}H_{12}$）用得较多。

蒽晶体在有机闪烁体中有最大的发光效率，但也不到 NaI(Tl) 的一半。它的发光衰减时间短，约为 30 ns。蒽晶体对电子有很好的能量线性响应，对重粒子只有在较高能量时才有好的线性。由于它是纯晶体，性能稳定，所以常把它作为标准闪烁体，以便确定其他闪烁体的发光效率。

芪晶体的光输出较小，是蒽晶体的 0.5 倍。但它的发光衰减时间短，仅有 4.5 ns。它较容易制备和提纯，也常用作标准闪烁体。

三、塑料闪烁体

塑料闪烁体可以测量 α、β、γ、快中子、质子、宇宙射线及裂变碎片等。它制作简便，可以加工成圆柱体、片状、矩形、井形、管形、薄膜等，也可以做成几平方米的大面积闪烁体。发光衰减时间短(1～3 ns)，适用于 ns 量级的时间测量。透明度高，光传输性能好。性能稳定，机械强度高，耐振动，耐冲击，耐潮湿，不需要封装，避光储存 8～10 年发光效率无明显变化。耐辐照性能好，居于各种闪烁体的首位。但能量分辨本领较差，主要用于强度、计数测量，用于时间测量和快符合实验中。塑料闪烁体和液体闪烁体都由溶剂、溶质和波长位移剂组成。溶剂是透明度好的有机固体或液体，通常采用聚苯乙烯或聚乙烯基甲苯。溶质是发光物质，第一溶质往往采用联三苯、TPB(1,1,4,4-四苯基丁二烯)或 PBD[2-苯-5-(4-联苯)-1,3,4-一氧二氮杂茂]；第二溶质常用 POPOP{1,4-二[2-(5-苯氧氮茂基)]-苯}及 BBO[2,5-二-(4-联苯)-1,3,4-一氧氮杂茂]。前者退激发后发出波长为 3 500～4 000 Å的荧光；后者又称波长位移剂，它将发出的荧光光子全部吸收再发出波长为4 200～4 800 Å 的光子。这样的波长对闪烁体更透明，与光电倍增管的光阴极的频率响应更好，从而提高了光的传播和收集效率。

四、闪烁光纤

闪烁光纤是经一定的工艺将闪烁体加工成的直径不同的光纤，它由两部分组成：核心部分(芯层)和表面涂层部分(包层)。这两部分材料的光学折射率是不同的，芯层略高于包层。以塑料闪烁光纤为例，芯层的材料主要是聚苯乙烯和聚乙烯基甲苯加闪烁物质，折射率 n_1～1.6，而包层的折射率 n_2～1.49。当带电粒子穿过闪烁光纤时，在芯层产生的闪烁光只有很小一部分，即～$\left(1-\frac{n_2}{n_1}\right)$<10%可以沿光纤传播。原理如图 6.2.8 所示。

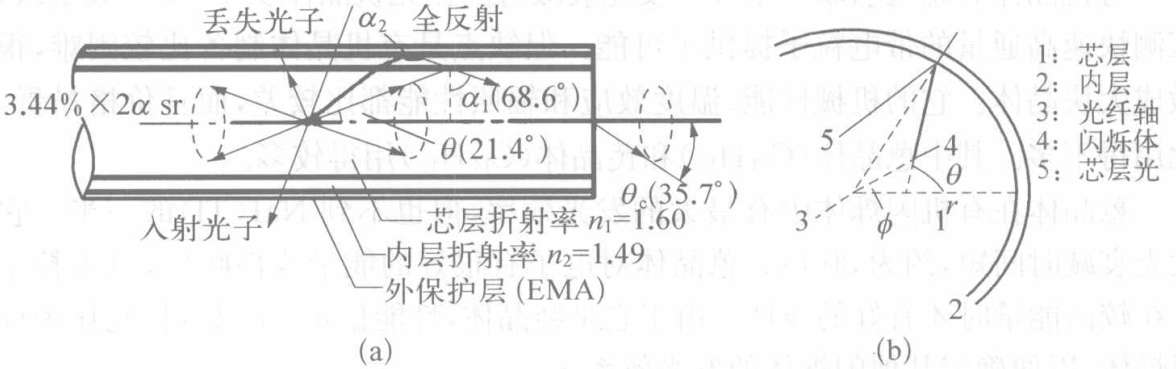


图 6.2.8　闪烁光纤光传输原理图

能够被闪烁光纤收集并传输的光，其接收角应满足如下关系：

$$\cos\alpha_1 = \sin\theta\sqrt{1-\left(\frac{x}{r}\cos\phi\right)^2} \leqslant \sqrt{1-\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} \tag{6.2.15}$$

式中角 α_1 为芯层和包层界面的反射角，θ、ϕ 的定义如图6.2.8(b)所示，n_1、n_2 分别是芯层和包层的折射率。满足上述条件的光能够在芯层和包层界面上发生全反射。接收角满足如下关系的光也将被收集：

$$\cos\alpha_2 \leqslant \sqrt{1-\left(\frac{1}{n_2}\right)^2} \tag{6.2.16}$$

式中角 α_2 为包层和空气界面的反射角，满足关系：

$$\left.\begin{aligned} &\cos^2\alpha_2 = \left(\frac{r_o}{r_c}\right)^2\cos^2\beta + \left[1-\left(\frac{r_o}{r_c}\right)^2\right]\sin^2\theta_c \\ &\cos\theta_c = \frac{n_2}{n_1}\cos\theta, \quad \cos\beta = \frac{n_2}{n_1}\cos\alpha_1 \end{aligned}\right\} \tag{6.2.17}$$

式中 r_o 是光纤芯层半径，r_c 是光纤总的半径。由于包层很薄(～30 μm)，所以有 $r_c \approx r_o \approx r$。我们称满足式(6.2.15)的光为芯层光，满足式(6.2.16)的光为包层光。其他的光在芯层和包层界面不发生全反射，很快跑出光纤。

闪烁光纤可以弯成不同的形状，可以延伸到空间任何位置，用其组成的探测器具有空间分辨好、时间分辨好、抗辐照、机械可塑性大等优点，受到高能物理学家的青睐，被广泛应用于核与粒子物理实验中，同时随着各种像增强技术和电荷耦合器件(CCD)技术的发展，闪烁光纤在工业、医学、生物等领域的射线二维成像技术中有重要应用。

五、液体闪烁体

液体闪烁体的优点是发光衰减时间短，透明度好，易制备；缺点是有一定毒性，操作时要注意。液体闪烁计数所用的闪烁体是液态，液体闪烁体溶剂常用甲苯、二甲苯等，溶质成分与塑料闪烁体的相似，即将溶质溶解在溶剂中，配制成为液体闪烁体，并将待测放射性物质放在液体闪烁体中进行测量。应用液体闪烁计数可达到 4π 立体角的优越几何测量条件，而且源的自吸收也可以忽略，对于能量低、射程短、易被空气和其他物质吸收的 α 射线和低能 β 射线(如 ^3H 和 ^{14}C)，有较高的探测效率，液体闪烁计数器是 α 射线和低能 β 射线的首选测量仪器。

有机闪烁体含大量的氢原子，因而可以记录快中子。为了测量慢中子，在闪烁体中加入硼或钆；为了测量 γ 射线，加入重元素如锡等，制成所谓加载闪烁体。

6.2.4　气体闪烁体

气体闪烁体，通常用的多为惰性气体，尤以氩、氦、氙为普遍。使用的惰性气体

要求纯度较高，否则光输出会明显降低。它们的发光光谱主峰位位于紫外区，因而需要加入波长位移剂才能与光电倍增管光阴极频谱相匹配。气体闪烁体的发光效率很低，不到 NaI(Tl)的十分之一，与气体压强和探测器的尺寸有关，它随气压的增加而缓慢减小，随探测器厚度的增加而显著变小。其发光时间快(～10 ns)，与气压成反比。发光强度与入射能量有线性关系，与粒子的电荷和质量关系不大，这与其他闪烁体不同。表 6.2.3 给出了几种常用气体闪烁体的性能。气体闪烁效应在许多方面得到应用，例如气体闪烁正比室，有较快的上升时间和较好的能量分辨率。

表 6.2.3　气体闪烁体性能

气体闪烁体	Ar	Kr	Xe	Ar + 10% N_2
发射光谱[nm]	200～300	200～500	200～600	
主峰位[nm]	225		350	
发光衰减时间[ns]	4.7	4	7	1.6
发光效率[%]	0.4	0.33	1	比纯氩高

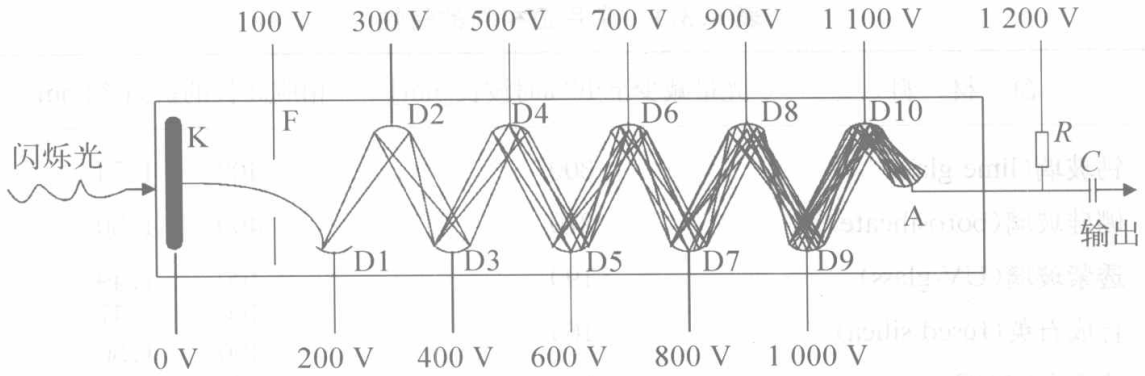
6.3　光电倍增管

入射光子在闪烁体内产生闪烁光子，如何探测记录这些光子呢？光电倍增管是闪烁体计数器中最常用的光子探测器件。随着光电倍增管技术的发展，光电倍增管的种类日益增多，除了环形聚焦型、直线聚焦型、盒栅型外，又增加了微通道板光电倍增管和位置探测型光电倍增管，性能也日趋完善。混合光子探测器以及固体光子探测器的发展，如硅光二极管、CCD、雪崩光二极管等的出现，为光子的探测提供了越来越多的选择。

6.3.1　基本原理和构造

光电倍增管是一种真空管，它由入射窗、光阴极、倍增系统和阳极等构成，其构造如图 6.3.1 所示。它是利用光的光电效应、二次电子发射和电子光学原理的一种光电转换倍增器件。其工作原理如下：首先光电阴极吸收光子并发生光电效应，发射光电子，光电子在外电场的作用下被加速后打到打拿极并产生二次电子发射，二次电

子又在电场的作用下被加速打到下一级打拿极产生更多的二次电子，随着打拿极的增加，二次电子的数目也得到倍增，最后被阳极接收并产生电流或者电压输出信号。



K—光阴极，F—聚焦极，D_1～D_{10}—倍增极，A—阳极

图 6.3.1　光电倍增管的构造图

一、光阴极

光阴极是接受光子发射光电子的电极，由以碱金属为主要成分的材料构成，其光电效应概率大，光电子脱出功较小。

实用的光阴极种类有：

(1) 锑铯化合物(Sb－Cs)光阴极对 350～650 nm 的光都灵敏，其电阻比双碱光阴极低，适于大电流流过光阴极场合的测量，主要用于反射型光阴极。

(2) 双碱(Sb－Rb－Cs，Sb－K－Cs 与 Sb－Cs)光阴极具有相似的(300～550 nm)光谱特性，但灵敏度高，暗电流小，与 NaI(Tl)的发光波长相配，应用广泛。

另一种双碱(Sb－Na－K)光阴极，可耐 175 ℃高温，可用于石油勘探等高温场合。室温下暗电流非常小，用于单光子测量和低噪声测量。

(3) Cs－I 光阴极对太阳光不灵敏，被称为“日盲”。波长大于 200 nm 时，灵敏度急剧下降。波长范围为 115～200 nm。测量波长小于 115 nm 的光，应选用无窗光电倍增管。

(4) 多碱 (Cs－Na－K－Cs)光阴极具有从紫外到 850 nm 的宽光谱，多用于氮氧化合物的化学发光探测。

(5) Ag－O－Cs 光阴极，透过型的对波长范围 300～1 200 nm 灵敏，反射型的对波长范围 300～1 100 nm 灵敏，可用于红外探测；In－Ga－As(Cs)在 900～1 000 nm波长范围的信噪比比 Ag－O－Cs 好得多。

通常在真空里把这些材料蒸发到玻璃或石英窗内表面，形成透明的光阴极。

二、光学窗

光学窗有端面窗、侧面窗、凹面窗、球面窗等多种，最常用的是端面窗。如果要

求对紫外光有一定的灵敏度，则窗材料要求采用透紫玻璃或石英玻璃。表 6.3.1 列出了常用窗材料的特性。

表 6.3.1 常用窗材料的特性

窗 材 料	光量减少至 10%时波长[nm]	相应波长的折射率[nm]	
钙玻璃(lime glass)	300	400	1.54
硼硅玻璃(borosilicate)	270	400	1.50
透紫玻璃(UV-glass)	190	400	1.49
合成石英(fused silica)	160	400	1.47
		400	1.50
蓝宝石(Al_2O_3)	145	400	1.80
氟化镁晶体(MgF_2)	115	400	1.40
氟化锂(LiF)	105	400	1.40

三、电子光学系统

电子光学系统由光阴极和第一打拿极之间的聚焦极构成，它的作用是把光阴极各个方向上发射的光电子聚焦到第一打拿极上。快的时间光电倍增管要求光阴极发射的光电子能同时均匀地打到第一打拿极上，即光电子的渡越时间分散最小。

四、二次发射倍增系统

二次发射倍增系统由若干个打拿极(亦称倍增极)组成，通常有 8～13 个，记作 D_1，D_2，…，D_{13}。工作时，各倍增极加上递增的电位，到达 D_1 的光电子经 D_1～D_{13}一系列倍增极倍增。把每个倍增极的电子倍增系数称为二次倍增系数，记作 δ。一般 $\delta=3$～6 倍，则总的倍增系数 $M=\delta^n$，n 为倍增极个数。

常用的二次发射倍增极材料(与光阴极材料相似)有：Cs－Sb，K－Cs－Sb 化合物，AgHg、CuBe 合金和 Ga－P－Cs 等。要求材料二次发射系数大，热电子发射少，工作稳定性好。

五、阳极

阳极是最后收集电子并输出信号的电极，要求采用电子脱出功较大的材料，如：镍、钼、银等，一般做成网状。新发展了十字形金属丝阳极和 8×8、16×16 的矩阵共计 64、256 个像素的多阳极，具有位置探测功能。

6.3.2 光电倍增管类型

光电倍增管的类型很多，按倍增极的排列和工作方式不同，光电倍增管可以分

为以下几种，如图 6.3.2 和 6.3.3 所示。

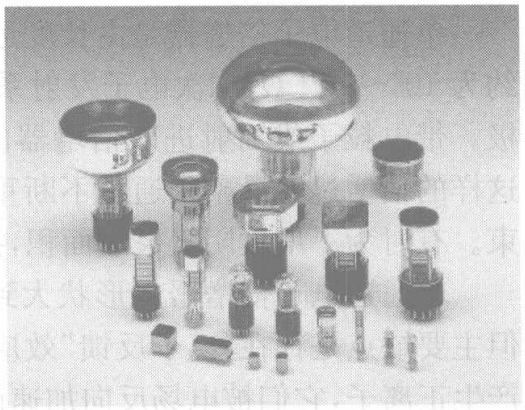


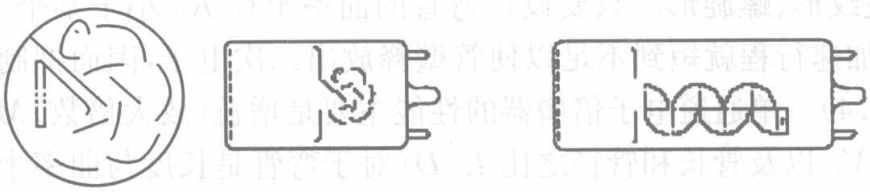
图 6.3.2　各种 PMT

一、直线聚焦型

倍增极呈瓦片形，沿直线排列，各级之间有聚焦电场。特点是渡越时间分散小，时间分辨好，能量分辨也好。国产 GDB30、35、19 等属于这一类型。

二、环状聚焦型

倍增极也是瓦片形，但排列成环形，各级之间有很强的聚焦电场。由于排列紧凑，电子渡越的距离短，所以渡越时间小。美国 RCA 型光电倍增管大多是这一类型。



(1) 环形聚焦型　　(2) 盒式非聚焦型



(3) 直线聚焦型　　(4) 百叶窗非聚焦型

图 6.3.3　四种 PMT 结构图

三、百叶窗非聚焦型

倍增极由窄长的薄片排列成百叶窗式样，倍增极前装有屏蔽网以阻止电子返回到发射电子的前一倍增极上。由于极间没有聚焦作用，所以电子的渡越时间及其分散都较大。其优点是暗电流小，输出电流大，对外磁场不灵敏，能量分辨率好。大部分国产管子和英国的 EMI 管子属于这一类型。

四、盒式非聚焦型

倍增极像一个盒子，其时间及能量特性都较差，但结构简单，易于制造。主要用于一般的计数测量。

五、微通道板

通道电子倍增器分为单通道电子倍增器(Channeltron CEM)和多通道电子倍增器(Multichannel MCP)两大类，后者又叫微通道板，它除了因通道多而制造方法与 CEM 有所差异外，工作原理与 CEM 相似。

单通道电子倍增器是由长度远大于直径的空心管道构成，通道内表面的电阻约为 $10^9 \sim 10^{11}\ \Omega$，二次电子发射系数 $\delta \geqslant 3$。当两端加一高压后，形成连续的倍增极。带电粒子或辐射进入倍增器的低电位端，与管内表面碰撞而放出二次电子。这样的倍增过程沿整个通道不断重复，最后从高电位输出的是大大倍增了的电子束。有时为了增大阴极灵敏面积，把通道输入端做成喇叭口的形状。

单通道电子倍增器的形状大致有两种：直管型和弯管型。直管型易于加工，但主要缺点是存在“离子反馈”效应，即倍增器内的电子流与剩余气体的分子碰撞产生正离子，它们被电场反向加速而向输入端运动，在运动的过程中又不断与管壁碰撞产生二次电子，尤其是运动到前端的正离子打出的二次电子经倍增后形成“后脉冲”，这样就会干扰正常的计数。为了克服这个缺点人们设计了各种弯管型的，如圆弧形、波纹形、螺旋形。只要设计弯管的曲率半径 R_0 小于某个一定的数值，正离子反向加速行程就短到不足以使管壁释放出二次电子，因而抑制了离子反馈效应(图 6.3.4)。单通道电子倍增器的性能主要是增益(放大倍数)M。增益取决于所加电压 V_0 以及管长和管径之比 L/D(对于弯管是长度与曲率半径之比)，而与管子的绝对尺寸无关。有实验测定，增益随所加电压的增加急剧增加，达到一定值后就变得平缓而趋于饱和，造成饱和的原因有两个：① 输出端空间电荷饱和效应；② 增益很大时，流过电阻层中的电流也很大，在输出端补充不上二次发射的电子，因而使管壁带正电，改变轴向电场的分布，抑制二次电子加速，使增益趋于饱和。电压很高时，增益又急剧增加，这是由离子反馈效应造成的，管长和管径之比大时，饱和区变窄，甚至不明显，管长与管径之比通常选在 40～60。

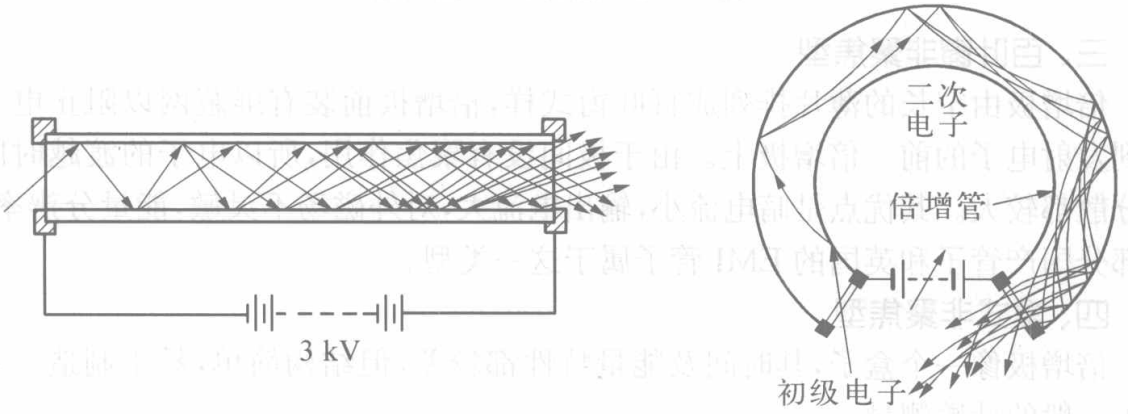


图 6.3.4　单通道电子倍增器工作原理示意图

制作通道电子倍增器的材料应满足如下要求：有大的二次电子发射系数，这是获得高增益的必要条件；合适阻值的均匀电阻层，以形成均匀的轴向电场和提供充足的电荷量；化学稳定性好；蒸气压低。目前常采用玻璃半导体、陶瓷半导体和

有机半导体等。

微通道板是 20 世纪 70 年代在单通道电子倍增器的基础上发展起来的一种多通道电子倍增器。由于通道电子倍增器的增益仅与通道长度与直径之比有关，而与管子的直径大小无关，因而可以把倍增器缩小到工艺所能达到的程度，即为微通道。大量的微通道组合在一起就做成了微通道板。典型的微通道板的长度与直径的比为 40，在每平方厘米的面积上可以做到 50 万个直径为 15 μm 的通道。每个通道都是一个独立的电子倍增器。一般为了便于加工，通道大多做成直线的形状，但是这样离子反馈效应影响较大，增益一般不能超过 10^4。为了抑制离子反馈，往往把两块直管微通道板叠起来，并使它们之间有一定的夹角，这样正离子就会在两板之间的分界面处被捕获。图 6.3.5 是微通道板 MCP 倍增管外形照片，图 6.3.6 给出了 MCP 的结构及工作原理图。

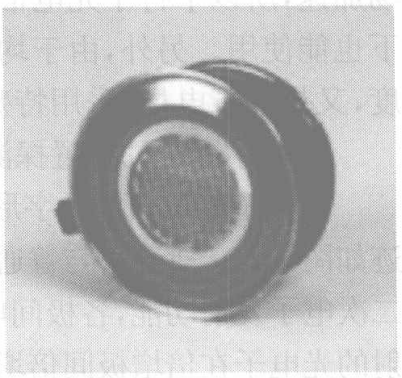


图 6.3.5　MCP 倍增管

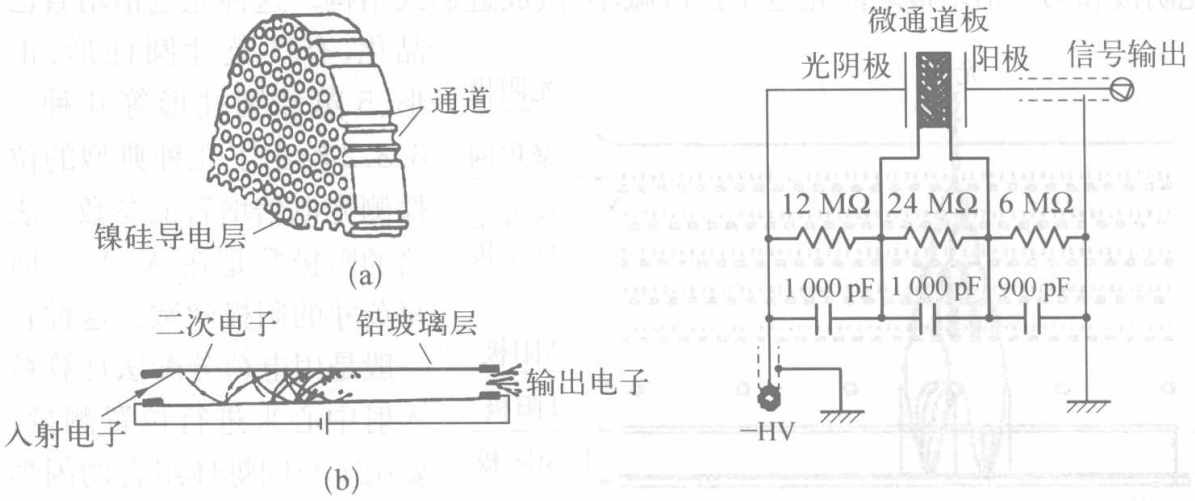


图 6.3.6　MCP 结构及工作原理图

微通道板具有结构简单、尺寸小、增益高、时间响应快和空间分辨高等特点，兼有转换和放大功能，因而得到广泛的应用。

微通道板的主要噪声来源是场致反射、直流反馈噪声、交流闪烁本底噪声等。另外，由于板中各个微通道的增益不同还带来了空间图像噪声。

微通道板前面加一块光阴极板，便可以做成光电倍增器。这种光电倍增器与分立倍增极的光电倍增管比较，在增益和能量分辨率方面没有改进。但由于微通道板中电子路径比普通光电倍增管短很多(1 mm ∶ 100 mm)，而场强又大得多

(1 kV/mm：10 V/mm)，因而其时间性能好得多。另外还有一个显著优点是对周围磁场不灵敏，轴向磁场小于 1 kGs，横向磁场小于 500 Gs 时，没有观测到明显影响。

六、细网(Fine-mash)型

细网型光电倍增管都是端窗光电倍增管。光电子和二次电子几乎是用平行电场加速，所以平行于光电倍增管轴向的磁场对管子的影响很小，即使在强磁场环境下也能使用。另外，由于均匀性非常好，倍增极间距很短，可以缩短整个管子的长度，又是平行电场，采用特殊形状的阳极，具有位置探测功能。

下面介绍两种位置探测光电倍增管。

栅网型倍增极加十字形金属丝阳极位置探测光电倍增管，其电极结构及电子轨迹如图 6.3.7 所示。与普通光电倍增管不同的是 12 级电子倍增极是栅网状的，具有二次电子发射功能，各极间电子的飞行空间很小。工作电压为 1 250 V 时，光阴极发射的光电子在倍增极间倍增，整个 $M>10^5$，末极倍增极是反射型的，反射出来的二次电子用两层交叉的丝型阳极(叫做十字丝网阳极)取出信号(图 6.3.8)。另外，为了使光阴极和第一倍增极之间光电子扩散减小，做成近贴式结构。这种光电倍增管已商品化，有 3 英寸圆柱形、正方形、5 英寸圆柱形等几种。表 6.3.2 给出了几种典型的位置探测光电倍增管的参数。表中给的阳极数是在 X、Y 方向上每英寸的阳极丝数。这种管子一般是用电荷分配法计算粒子入射中心来进行位置测量，主要用于与闪烁体组合的闪烁成像，如核医学诊断的 γ 相机、正电子断层扫描(PET)等。

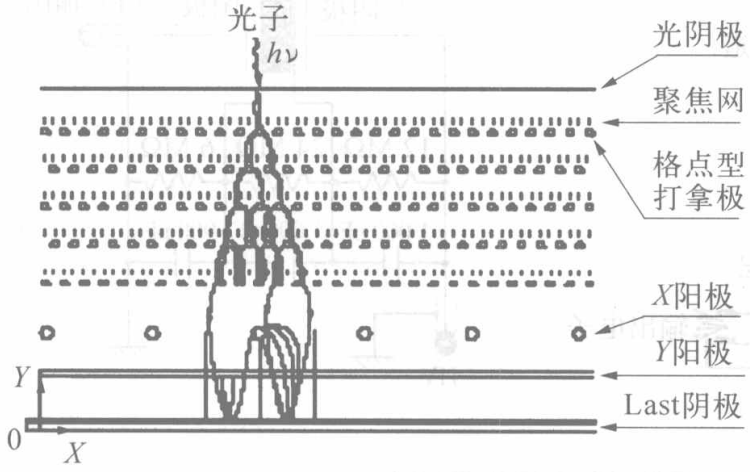


图 6.3.7　栅网型位置探测 PMT 的电极结构核电子轨迹

表 6.3.2　典型的位置探测光电倍增管

PMT 形状	型号	光阴极材料	倍增极级数	阳极数/英寸
3 英寸圆柱形	R2486	双碱	12 级	16(X) + 16(Y)
3 英寸正方形	R2487	双碱	12 级	16(X) + 18(Y)
5 英寸圆柱形	R3292	双碱	12 级	28(X) + 28(Y)

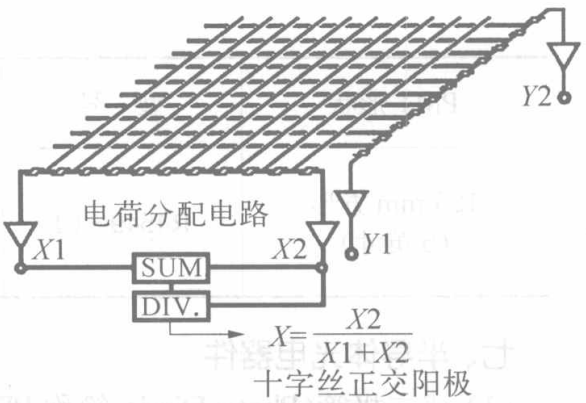


图 6.3.8　十字丝网阳极电荷分配法给出位置

细网型倍增极加多阳极位置探测光电倍增管是在细网型光电倍增管的基础上发展起来的，由入射窗、光阴极、细网型倍增极和多阳极构成，结构如图 6.3.9 所示。细网倍增极上部接收电子，细网蒸镀了二次电子发射系数大的材料，可发射多个二次电子。由于细网倍增极的直径很细，倍增极间隔很小，所以发射的二次电子不受外磁场的影响，这种管子可以在磁场中工作。用 12 级细网倍增极，电流增益可达到 10^5 倍，用 16 级细网倍增极可获得 10^6 的增益。多阳极由 8×8、16×16 的矩阵共计 64、256 个阳极组成，形状是 3×3 英寸的正方形。表 6.3.3 给出了细网型多阳极光电倍增管产品和参数。它主要应用于高能物理实验，与闪烁体组合，在磁场中测量带电粒子径迹等。

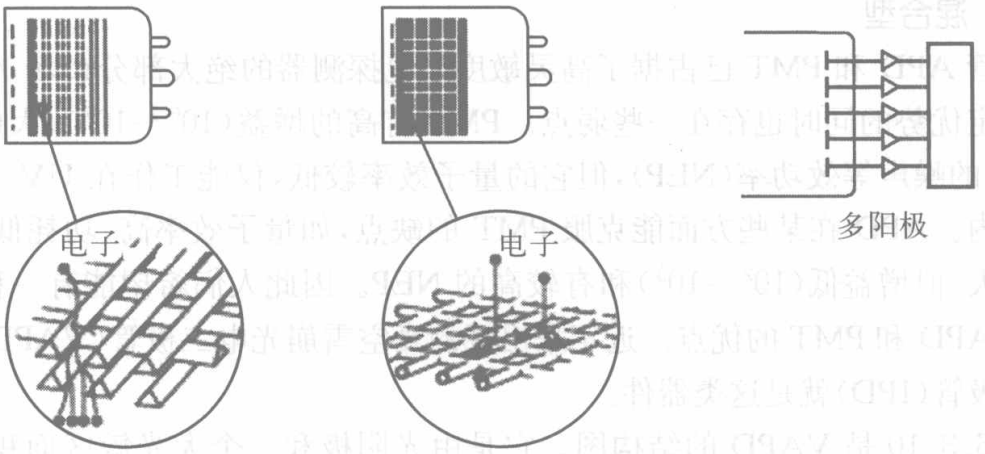


图 6.3.9　细网型倍增极和多阳极结构

表 6.3.3　细网型多阳极光电倍增管

PMT 形状	型　号	参　　数
75 mm 方形 (3 英寸)	H4139	阳极数：8×8(64) 阳极尺寸：4.88×4.88 mm^2 阳极间距：5.08 mm
75 mm 方形 (3 英寸)	H4140－01 (R383)	阳极数：16×16(256) 阳极尺寸：2.34×2.34 mm^2 阳极间距：2.54 mm

续表

PMT 形状	型　号	参　　数
125 mm 方形 (5 英寸)	R4549 - 01	阳极数：10×10(100) 阳极尺寸：9.5×9.5 mm^2 阳极间距：10 mm

七、半导体光电器件

(1) 光二极管(Photo Diode,简称 PD)是常用的半导体光电器件,普遍采用硅材料。

(2) 雪崩型光二极管(Avalanche Photo Diode,简称 APD)加有较高的偏压,载流子在强电场中加速并与半导体内的原子碰撞,击出新的电子空穴对,发生电子雪崩效应,导致信号放大。在选取光二极管时一定要考虑闪烁体的发射光谱,使二者相匹配。

(3) 电荷耦合器件(Charge Coupled Device,简称 CCD)在硅片上集成许多 MOS 单元,有极好的位置分辨,但光灵敏度较低,通常需要与光增强器联合使用。

八、混合型

尽管 APD 和 PMT 已占据了高灵敏度光电探测器的绝大部分市场,但它们在具备一定优势的同时也存在一些弱点。PMT 有高的增益(10^6～10^7)、大的光敏区面积、低的噪声等效功率(NEP),但它的量子效率较低,仅能工作在 UV 和可见光谱范围内。APD 在某些方面能克服 PMT 的缺点,如量子效率高、功耗低、工作频谱范围大,但增益低(10^2～10^3)和有较高的 NEP。因此人们希望能有一种器件能够综合 APD 和 PMT 的优点。近年来出现的真空雪崩光电二极管(VAPD)和增强光电二极管(IPD)就是这类器件。

图 6.3.10 是 VAPD 的结构图。它是由光阴极和一个大光敏区面积的 APD 组成的,并封装在高真空容器中。当入射光子照射到光阴极产生光电子后,电子被强电场加速向阳极飞去,与 APD 撞碰后在硅中产生大量电子空穴对。与普通 APD 不同,这些高能电子同时可产生上千对电子空穴,加上 APD 的增益,VAPD 的增益可达 10^6。

增强光电二极管(IPD)是一种高量子效率和宽工作频谱范围(400～1 700 nm)的光电探测器(图 6.3.11)。入射光子通过半透明的窗口照射到光阴极上。光阴极材料是 GaAs、GaAsP 或 InGaAs - InP,这些材料能提供从可见光到红外波段的高量子效率。IPD 光阴极的电子经强电场加速聚焦轰击到半导体 PIN 结或肖特基二极管上,高能光电子能在半导体中产生数千个倍增电子,因而可获得极高的增益。表 6.3.4 简要列出了 IPD 的特性。由此看出 IPD 在高量子效率、大的波长范

围及低噪声和高响应速度方面都是非常优异的。

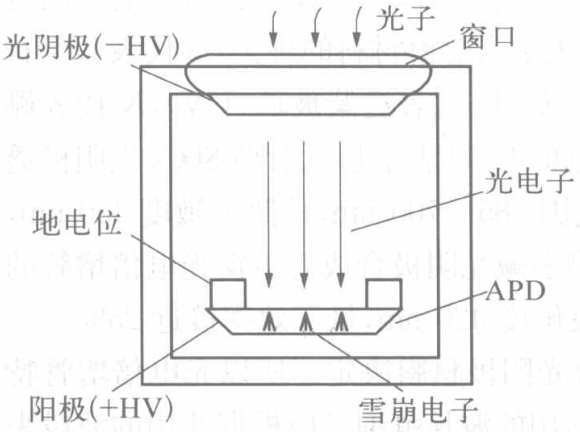


图 6.3.10　VAPD 结构图

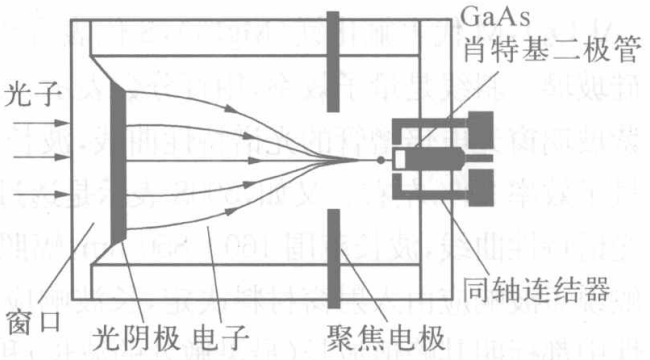


图 6.3.11　IPD 结构图

表 6.3.4　IPD 的主要特性

光阴极材料	光敏区面积 [mm^2]	量子效率 [%]	波长范围 [nm]	增益	NEP	响应时间 [ns]
GaAsP	50	38	340～650	1 000	1 fW	0.2
GaAs	50	23	500～830	1 000	2 fW	0.2
InP	1	15	980～1 650	1 000	1.5 nW	0.4

6.3.3　主要参量和特性

一、光阴极灵敏度和光谱响应

光阴极灵敏度 S_K：通常用光照灵敏度(标准白光源——具有色温 2 854 K 的钨丝灯)或蓝光灵敏度(在标准白光光源前加蓝色滤光片)表示，S_K 定义为用标准白光或蓝光照射光阴极时，光阴极产生的光电流 I_K 与入射光通量 F 之比

$$S_K = \frac{I_K}{F} \tag{6.3.1}$$

单位是 μA/lm。

光阴极灵敏度也可以用量子效率来表示，它定义为在一定的辐射波长下，发射光电子数与入射光子数之比，通常用百分比表示。量子效率与波长有关，波长不同，量子效率不同，反映了光阴极的光电转换效率。图 6.3.12 是透过型光阴极的光谱响应曲线。图中光谱曲线编号用三位数字加一位英文字母来表示，百位数字表示光阴极材料的种类，1 代表 CsI，2 代表 CsTe，3 代表 SbCs，4 代表双碱，5 代表多碱，6 代表

GaAs(Cs),7 代表 Ag－O－Cs,8 代表 InGaAs(Cs)等;十位数字表示光阴极是透过型的还是反射型的,0 代表是透过型的,5 代表是反射型的;个位数字表示其他不同特性,如适于高温,或量子效率不同等;英文字母表示入射窗材料的种类,A 代表蓝宝石(Al_2O_3),M 代表氟化镁(MgF_2),S 代表合成石英,U 代表透紫玻璃(UV),K 代表硼硅玻璃。斜线是量子效率,用百分数表示。例如,350U 表示是反射型 SbCs 光阴极透紫玻璃窗光电倍增管的光谱特性曲线,波长范围 185～700 nm,辐照灵敏度 450 nm,量子效率 20%左右。又如,500S 表示是透过型多碱光阴极合成石英窗光电倍增管的光谱特性曲线,波长范围 160～850 nm,辐照灵敏度 420 nm,量子效率接近 25%。一般说短波响应由入射窗材料决定,长波响应由光阴极材料决定。所以光电倍增管特性中都标明其峰值波长(最灵敏处的波长)和适用的波长范围。应根据使用的波段来选择相应的光电倍增管,除了要求光阴极灵敏度高以外,还需要对闪烁体的光子有良好的光谱响应。在闪烁探测器中大多数闪烁光子波长在 3 500～6 000 Å 范围内,因此 PMT 需要良好的蓝光灵敏度。对于不同的闪烁体,应根据它的发射光谱,选择合适的 PMT 与之配合,以保证在该波段内有最大的量子效率和好的光谱响应。

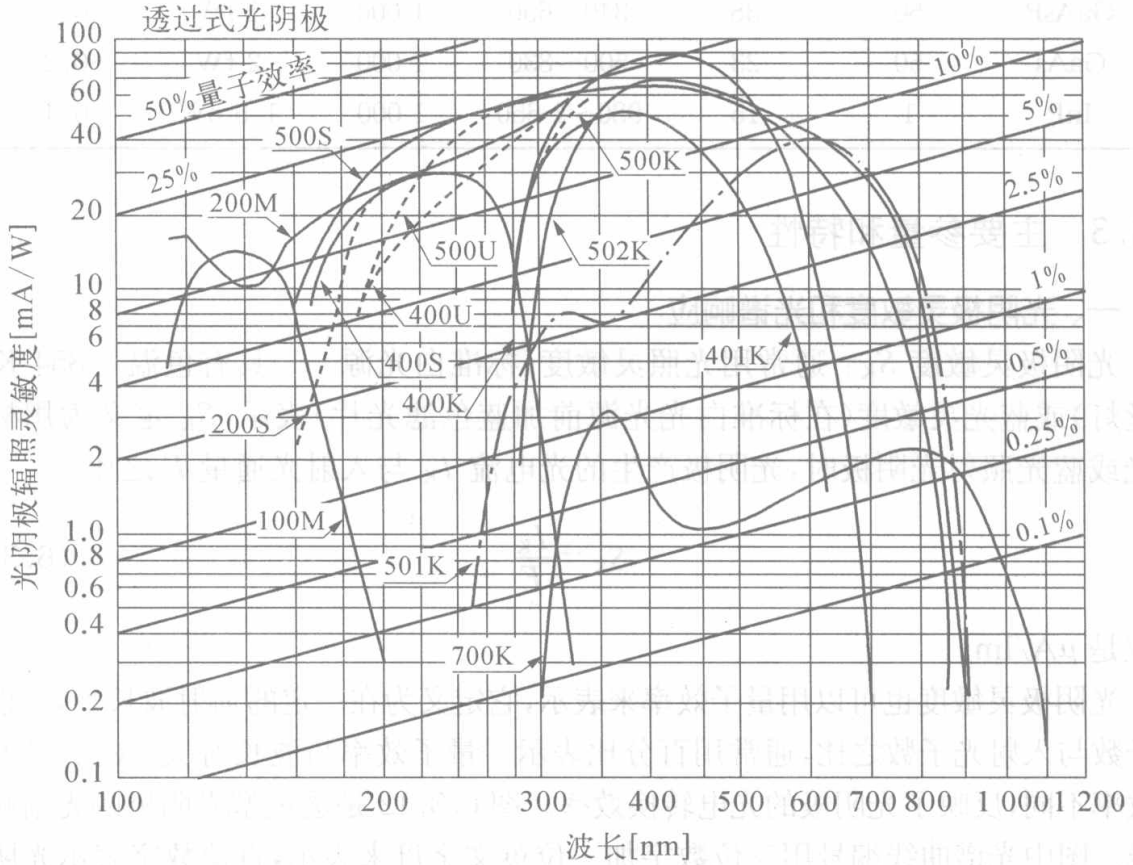


图 6.3.12　透过型光阴极的光谱响应曲线

二、阳极光照灵敏度和增益

光电倍增管增益 M 定义为阳极输出电流 I_A 与光阴极电流 I_K 之比，它与各倍增极的二次电子发射系数 δ 有关。二次电子发射系数 δ 是极间电压 V 的函数：

$$\delta = a \cdot V^k \tag{6.3.2}$$

这里 a 是常数，k 由倍增极构造和材料决定，一般在0.7～0.8范围内。

从光阴极发射的光电子流 I_K，被收集入射到第一倍增极，发射出二次电子流 I_{d1}，这时第一倍增极的二次发射系数 δ_1 可用式(6.3.3)表示：

$$\delta_1 = \frac{I_{d1}}{I_K} \tag{6.3.3}$$

该电流从第一倍增极到第二倍增极……直到第 n 级倍增极被连续倍增。第二倍增极以后 n 级倍增极的二次电子发射系数 δ 可用式(6.3.4)表示：

$$\delta_n = \frac{I_{dn}}{I_{dn-1}} \tag{6.3.4}$$

阳极电流由式(6.3.5)给出：

$$I_A = I_K \cdot q \cdot \delta_1 \cdot \delta_2 \cdots \delta_n \tag{6.3.5}$$

这里 q 是第一倍增极光电子收集效率。一般把入射到第一倍增极的有效光电子的概率称为收集效率 q，所谓有效光电子表示入射到第一倍增极的这部分光电子所产生的二次电子在第二倍增极以后各级都能被有效倍增。在第二倍增极以后，虽然也存在未被倍增的二次电子，可是由于到达后级倍增极的电子数增加了，对阳极电子的收集影响就不大了。因此第一倍增极的光电子收集效率是个重要的特性。假设 δ 是每个倍增极的平均倍增系数，则近似有

$$M = \frac{I_A}{I_K} = q \cdot \delta_1 \cdot \delta_2 \cdots \delta_n = q \cdot \delta^n \tag{6.3.6}$$

如收集效率 $q=1$，光电倍增管倍增极级数为 n，均匀分压时，电流增益 M 随工作电压 V_0 的变化如式(6.3.7)所示：

$$M = (a \cdot V^k)^n = a^n \cdot \left(\frac{V_0}{n+1}\right)^{kn} = A \cdot V_0^{kn} \tag{6.3.7}$$

这里 $A = a^n/(n+1)^{kn}$。由此可知，电流增益 M 与工作电压 V_0 的 kn 次方成正比。所以光电倍增管使用的高压电源的稳定性、纹波、温度变化、输入和负载的变化等都对光电倍增管的电流增益有很大的影响。

工厂往往不给出 M，而是给出阳极光照灵敏度 S_A（图 6.3.13），它是用标准白光光源照射光阴极时，阳极电流 I_A 与入射光通量 F 之比，单位为 A/lm（安培/流明）。即

$$S_A = \frac{I_A}{F} = \frac{I_A}{I_K} \cdot \frac{I_K}{F} = MS_K \tag{6.3.8}$$

因此增益可由式(6.3.9)算出

$$M = \frac{S_A}{S_K} \tag{6.3.9}$$

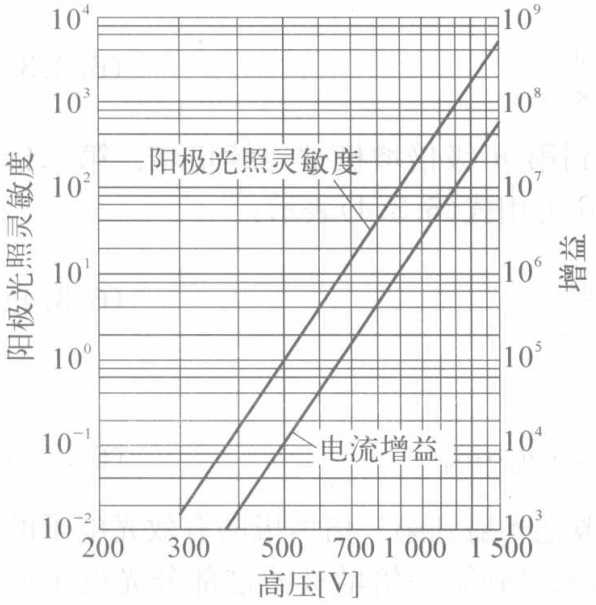


图 6.3.13　阳极光照灵敏度和电流增益

为了测量入射粒子的能量，要求光电倍增管阳极电流和入射粒子能量即闪烁体的光输出 F 成正比，也就是说阳极光照灵敏度 S_A 为常数。实验表明，当工作电压恒定时，F 在 $10^{-13}\sim10^{-4}$ lm 时，S_A 基本上是常数。若 F 太大或 M 太大，则由于空间电荷效应，阳极电流将趋于饱和，甚至造成光阴极“疲劳”，倍增系数下降，工作不稳定。

三、暗电流和噪声

定义暗电流是光电倍增管加上工作电压后，在完全没有光照的情况下的阳极输出电流，大约是 $10^{-7}\sim10^{-11}$ A 量级。暗电流的起伏形成了暗电流噪声。它常用等效噪声能当量 $E_{噪}$ 来表示。实验中先用 ^{137}Cs 辐射源和 NaI(Tl) 与光电倍增管组合，测得 $E_\gamma = 662$ keV 和 γ 射线全能峰所对应的脉冲幅度 U_γ，然后拿掉辐射源和晶体，测量噪声脉冲累积计数为 50 次/秒时所对应的甄别阈 $U_{噪}$，那么

$$E_{噪} = \frac{U_{噪}}{U_\gamma} \cdot E_\gamma \tag{6.3.10}$$

一般等效噪声能当量 $E_{噪}$ 为零点几 keV 到数 keV。

产生暗电流的原因很多，管内绝缘材料的漏电、管壳和管座因潮湿或沾污引起的漏电，这些欧姆漏电通常是稳定的，因而对噪声的贡献很小。产生暗电流噪声的主要原因是由于光电阴极及第一倍增极的热电子发射，它们经后级倍增极的放大将形成可观的暗电流。这是暗电流的主要成分。光阴极通常是单电子发射，同时发射 2 个热电子而形成较大的噪声的概率不大。冷却 PMT 是减小热发射的有效办法。

还有一种噪声，它是伴随入射粒子信号电流而产生的。PMT 真空管内的剩余气体被光电子电离或激发，产生光子和正离子，它们可能反馈到光阴极或倍增极上，再打出二次电子经倍增而形成暗电流。由光子产生的叫光反馈，由正离子产生的叫离子反馈，它们分别出现在基本信号脉冲之后 5～20 ns 和 0.4～0.5 μs。当 PMT 工作电压比较高，增益很大时，这种现象会表现得比较严重。

其他原因，如高电压下的尖端放电，特别是负高压使用时，金属屏蔽与管壳表面之间的放电引起暗电流；宇宙线中的高能带电 μ 子穿过窗时产生切伦科夫辐射，引起暗电流；窗玻璃可能含有少量^{40}K 和少量的镭或钍，它们衰变时产生 β 粒子打在光阴极上也会引起暗电流。图 6.3.14 给出了宇宙线和^{40}K 引起的本底噪声。左上图是普通硼硅玻璃窗的光电倍增管没有铅屏蔽时测得的^{137}Cs 能谱，纵坐标为对数坐标，总计数470 cps，噪声计数 17.7 cps，^{40}K 的 1.48 MeV 峰清晰可见。右上图是管子加铅屏蔽后测得的^{137}Cs能谱，^{40}K 的 1.48 MeV 峰依然可见，总计数降为 26 cps，噪声计数降为3.3 cps。下图是用无钾玻璃窗的光电倍增管有铅屏蔽测得的^{137}Cs 能谱，^{40}K 的1.48 MeV峰明显减小，仅依稀可见，总计数降为 16 cps，噪声计数则大大减少，降为 0.8 cps。

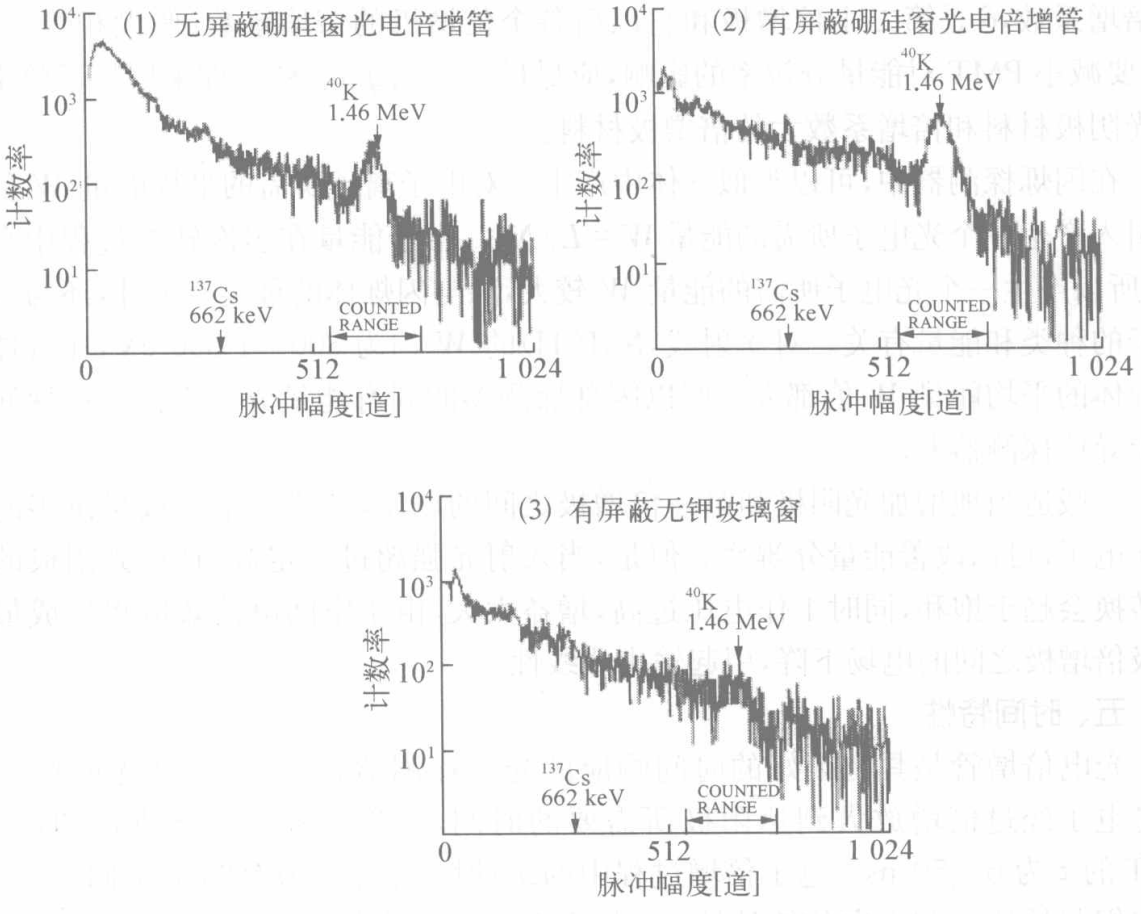


图 6.3.14　宇宙线和^{40}K 引起的本底噪声

必须指出的是，PMT 具有“光敏性”。光阴极在室内曝光后，要在黑暗中放置 1～2 小时后暗电流才能恢复到原来数值，但如果在太阳光等强光下曝光后，则有可能受到损伤而不能恢复。所以管子在使用前，必须在黑暗中放置一段时间后，再加高压使用。

四、对能量分辨率的影响

由于 PMT 的光阴极光电发射和二次电子发射的统计特性，即使入射相同数目的光子，输出信号的脉冲幅度也不相同，这限制了闪烁探测器的能量分辨率。假设二次发射电子数目服从泊松分布，可以证明考虑光电倍增管对闪烁探测器的能量分辨率的贡献后，总的能量分辨率为

$$\eta = 2.354\sqrt{\frac{1}{N}\left[1+\frac{\delta}{\delta_1(\delta-1)}\right]} = 2.354\sqrt{\frac{1}{Rq\varepsilon}\left[1+\frac{\delta}{\delta_1(\delta-1)}\right]} \tag{6.3.11}$$

式中 N 是光阴极产生的被第一倍增极收集到的光电子数目，R 是到达光阴极的光子数，ε 是光电转化效率，q 是第一倍增极对光电子的收集系数，δ_1 是第一倍增极的倍增系数，δ 是第二个倍增极和它以后各个倍增极的倍增系数(假设相等)。显然，要减小 PMT 对能量分辨率的影响，应尽量增大 ε、q、δ_1 和 δ，即采用量子效率高的光阴极材料和倍增系数大的倍增极材料。

在闪烁探测器中，可以类似气体中产生一对电子离子所需的平均能量 W 值那样引入产生一个光电子所需的能量 $W = E/N_0$。由于能量在多次转换过程中会损失，所以产生一个光电子所需的能量 W 较大，除与闪烁体的种类有关外，还与入射粒子的种类和能量有关。对 γ 射线，NaI(Tl)的 W 约为 300～1 000 eV，比气体和半导体的平均能量 W 值都大。所以闪烁探测器的固有能量分辨率比气体探测器和半导体探测器差。

一般适当地增加光阴极和第一倍增极之间的电压，使第一倍增极尽量多的收集光电子，可以改善能量分辨率。但是，当入射光强超过一定数值时，光阴极的光电转换会趋于饱和，同时工作电压过高，增益太大，由于空间电荷效应将造成最后几级倍增极之间的电场下降，引起输出非线性。

五、时间特性

光电倍增管是具有很好的时间响应的光子探测器，主要是由从光阴极发射的光电子经过倍增放大到达阳极所需要的时间，称作渡越时间 τ 决定的，一般 PMT 的 τ 为 6～50 ns。电子倍增过程中的统计性，电子运动轨迹的不同时性，以及它们起始速度和方向的统计性，造成了各个电子到达阳极的渡越时间有涨落，

称作渡越时间分散(图 6.3.15),记为 $\Delta\tau$。一般单光电子的 $\Delta\tau$ 为 0.1～1 ns。τ 和 $\Delta\tau$ 取决于倍增极级数、聚焦系统结构和工作电压,特别是前几级的电压。一般说,级数越少,电压越高,聚焦越好,相应的 τ 和 $\Delta\tau$ 就越小。直线型结构的时间特性好,盒栅型、百叶窗型结构的时间特性不太好。所以时间管大部分都是直线聚焦型。

实际上,也常用电流脉冲的上升时间 t_r 来描述 PMT 的时间性能。实验中是用一个极快的光脉冲(宽度小于 50 ps),称作 δ 光源,照射到 PMT 的光阴极时,测量阳极输出电流脉冲从幅度最大值的 10%增长到 90%的时间。这可以用示波器直接观测,如图 6.3.16 所示,ξ 是阳极输出电流脉冲相对 δ 光脉冲延迟的时间。一般的管子上升时间 t_r 为 10～35 ns,好的时间管子只有 0.5～2 ns。

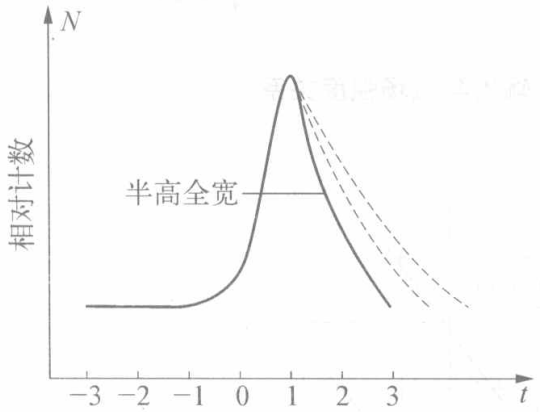


图 6.3.15　渡越时间分散

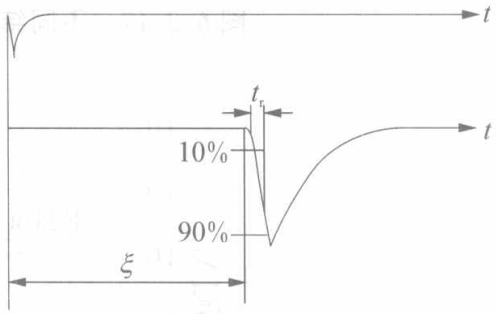


图 6.3.16　脉冲上升时间

六、稳定性和环境影响

光电倍增管的稳定性是实际应用中的重要特性。通常把 PMT 特性随时间的变化称为漂移特性,这种变化受到电压、电流、环境温度等的直接影响而变坏的现象称为疲劳。

通常阳极电流在开始一段时间是“快变化”的,大约需要经过几十分钟到几小时才能建立稳定的工作状态。因此一般至少需预先加电压半小时以上再开始正式测量。

外界环境,如电场、磁场、强辐射场、环境温度等对 PMT 的灵敏度和能量分辨率、时间分辨率都有很大的影响(图 6.3.17 和 6.3.18)。这是因为电磁场将改变 PMT 中电子运动的轨迹,特别是对有聚焦作用的管子更明显,因此在使用时必须进行电磁屏蔽,减少辐照响应和控制工作温度,以减小暗电流,减小噪声和本底。

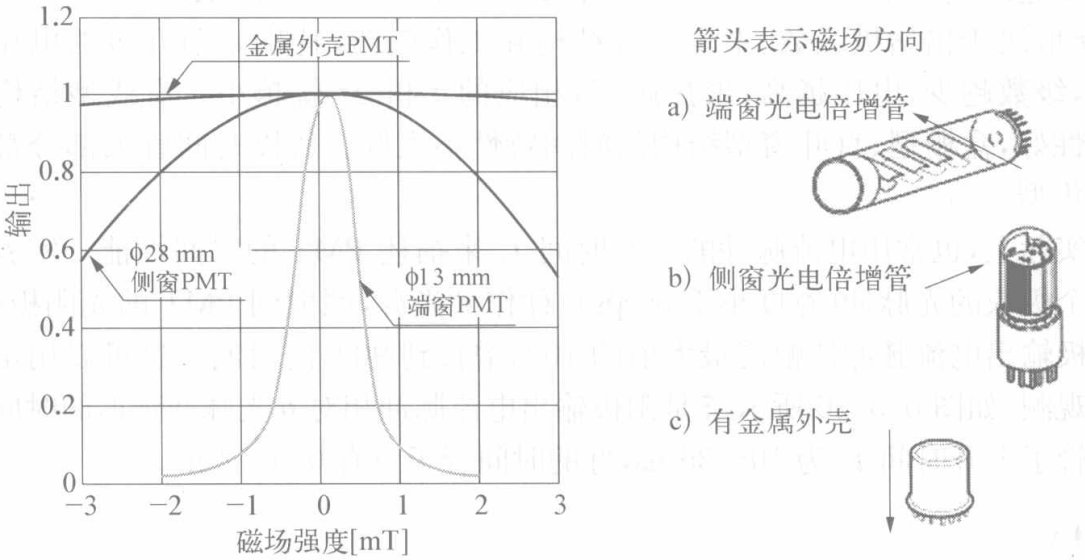


图 6.3.17　不同结构的 PMT 输出与磁场强度关系

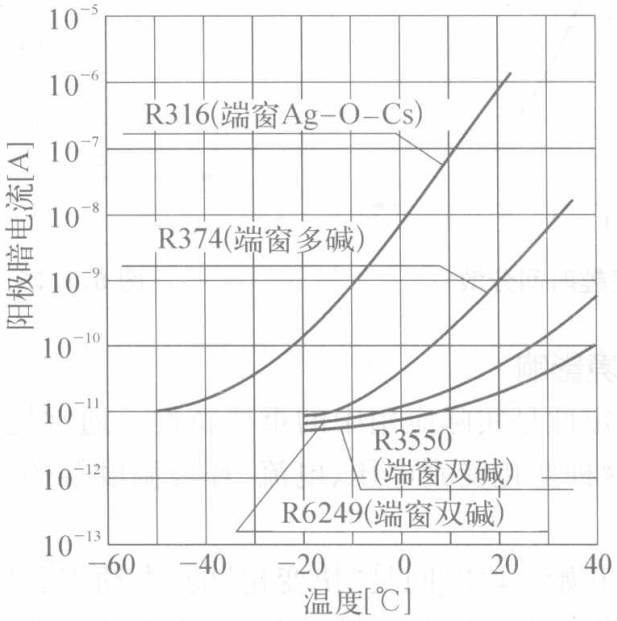


图 6.3.18　PMT 阳极暗电流与温度的关系

6.3.4　高压供电和分压器

光电倍增管高压供电和分压器如图 6.3.19 所示，从光阴极—倍增极—阳极所加电压逐渐递增。由于 PMT 的输出对工作电压非常敏感，所以对高压电源和分压器有一定的要求。下面分别讨论。

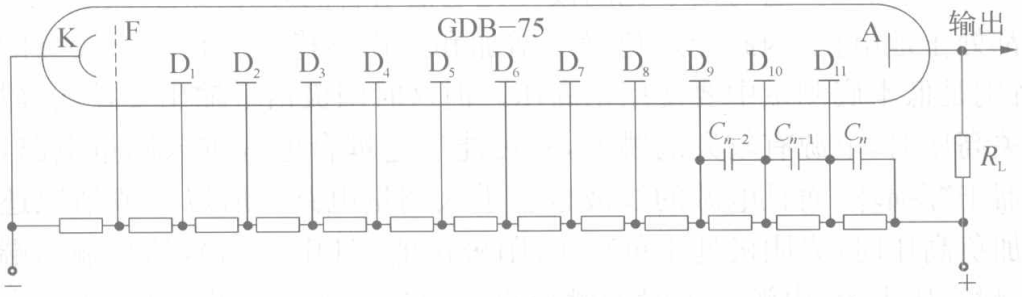


图 6.3.19　光电倍增管高压供电和分压器

一、对高压电源的要求

不同的光电倍增管有不同的工作电压，由于工艺上的不一致，即使同一型号的 PMT，增益也有很大差别，故要求高压电源有较大的调节范围，600～1 500 V 或 600～3 000 V 分档可调。

对高压电源的输出电流的要求由流经分压器电阻的电流 I_R 来决定，它近似等于工作电压除以分压电阻之和：

$$I_R = \frac{V_0}{R_1 + R_2 + \cdots + R_n} \tag{6.3.12}$$

为了使 PMT 输出信号幅度不随阳极电流变化，要求 $I_R \gg I_A$。I_A 可以这样估算：每个入射粒子在阳极所产生的电荷 Q_0 在阳极分布电容 C_0 上引起的脉冲幅度 U_M，$U_M = \frac{1}{e}\frac{Q_0}{C_0}$，所以 $Q_0 = eU_M C_0$，若单位时间入射粒子数为 n_0，则 $I_A = Q_0 n_0 = eU_M C_0 n_0$。可见 I_A 是由闪烁体记录到的入射粒子强度 n_0 和所要求的输出脉冲幅度 U_M 决定。设 $U_M = 1$ V，$C_0 = 15$ pF，$n_0 = 10^4$/s，则 $I_A = 0.4$ μA。所以一般取 $I_R = 0.1 \sim 1$ mA，很容易满足 $I_R \gg I_A$。但是在时间测量中，负载电阻很小，电流脉冲很大；在高计数率测量中，n_0 很大，以致 I_A 增大很多，此时，I_R 要取得更大一些。所以要求高压电源有较大的输出电流：1～3 mA，甚至更大。

要求电源有很高的稳定度。由公式(6.3.6)和(6.3.2)，有 $\frac{\Delta M}{M} = n\frac{\mathrm{d}\delta}{\delta} = n\frac{\mathrm{d}V}{V}$，设 $n = 10$ 级，要求 $\frac{\Delta M}{M} = 1\%$，则要求 $\frac{\mathrm{d}V}{V} < 0.1\%$。通常做能谱测量的闪烁探测器，高压稳定度在 0.05%以下，而对做计数测量或触发判选的闪烁计数器，高压稳定度的要求可以低一些。

光电倍增管加正负高压都可以，所以要求高压电源正负极性可以选择，否则就要配备两台极性不同的高压电源，以备选用。用正高压时(图 6.3.20)光阴极接

地，阳极处于正高压。这时由于光阴极和光电倍增管的外壳接地，而避光外壳和电磁屏蔽都处于地电位，因此能避免噪声增加和工作不稳定。在要求较高的能谱测量中，特别是低本底测量中要使用正高压。但这时阳极信号输出要接耐高压电容，另外开关高压时，电源有较大的跳变，有可能通过耦合电容进入测量电路，容易造成放大器击穿损坏，而且电源的纹波也会进入测量电路。所以一般情况还是用负高压。加负高压时，光阴极处于负高压，阳极接地(图 6.3.21)，信号输出端为地电位，无需耐高压电容，电源开关时的跳变也不会进入测量电路，但是要注意接地的避光外壳和磁屏蔽不能靠 PMT 外壳和光阴极太近。

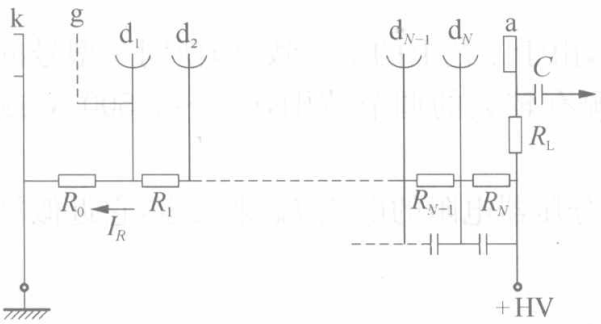


图 6.3.20　PMT 用正高压连接示意图

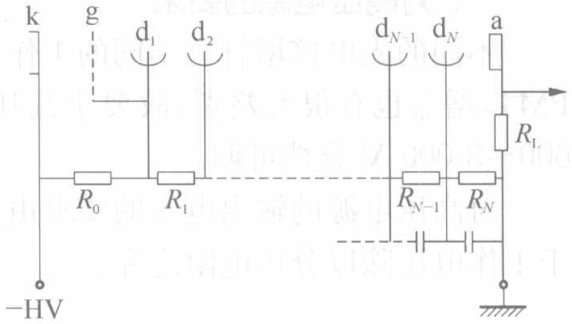


图 6.3.21　PMT 用负高压连接示意图

二、分压器设计和调试

分压器由一串分压电阻组成，一般分压器分为三段：

(1) 光阴极和第一倍增极之间，因光阴极面积大，二者之间距离大，光电子在这段路程上的渡越时间分散对整个 PMT 的 $\Delta\tau$ 影响较大，适当提高电压有利于提高信噪比和能量分辨率，有利于减小 $\Delta\tau$。有的管子在两者之间加有聚焦极，三者构成电子光学输入系统。

(2) 中间倍增极，一般采用均匀分压。

(3) 靠近阳极的最后几级倍增极，由于电流较大，为了避免空间电荷效应，要提高最后几级的电压，同时并联旁路电容，在某些特殊应用中还采用稳压二极管代替电阻甚至各倍增极单独供电。

分压器的设计根据不同的管子不同的用途来确定。分压电阻的阻值由工作电压和电流决定。设管子工作电压 $V = 2\ 000$ V，$n = 10$ 级，$I_R = 0.8$ mA，则 $R = \dfrac{V}{I_R(n+1)} = \dfrac{2\ 000}{0.8\times10^{-3}\times11} = 227$ kΩ，$W = I_R^2R = (0.8\times10^{-3})^2\times227\times10^3 = 0.15$ W，可选用 1/4 W 或 1/2 W 的温度系数小、稳定性高的金属膜电阻。

图 6.3.22 给出了三种不同用途的分压器设计，A 为高增益型，B 为线性型，C 为时间型。

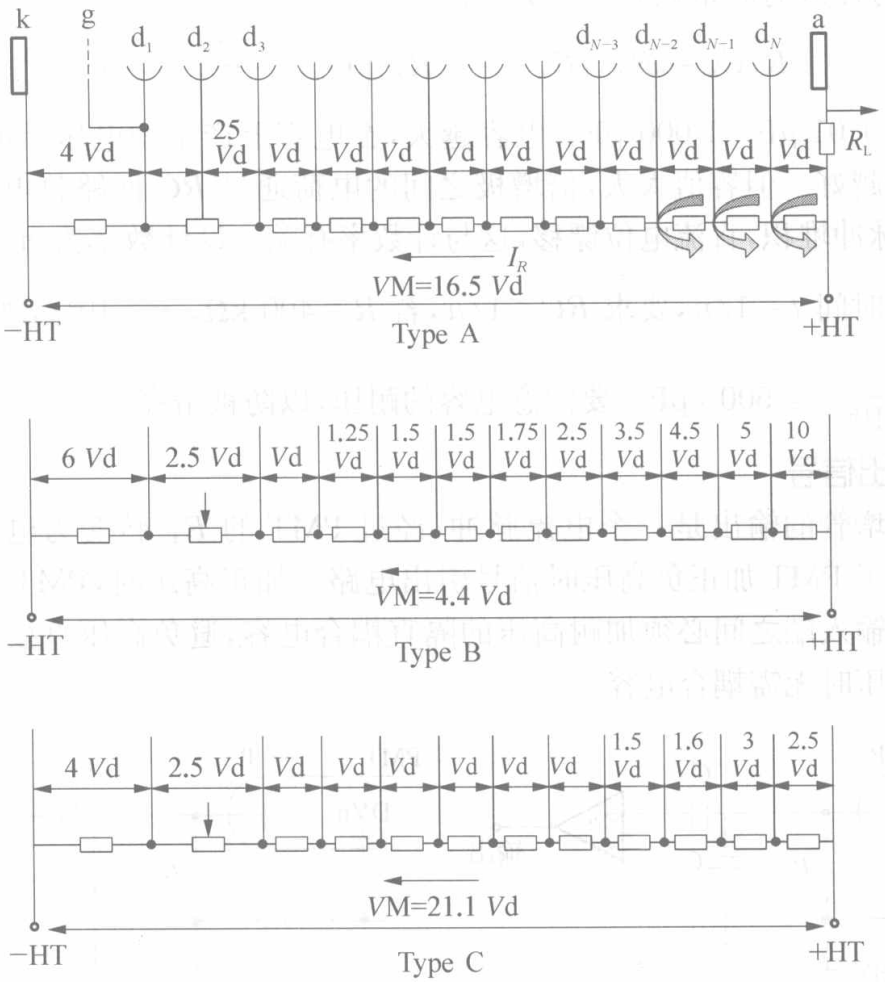


图 6.3.22　三种不同用途的分压器

A 型的特点是阴极和第一打拿极之间有很高的电压(几乎占全部供电电压的四分之一),这样第一打拿极的倍增系数(δ_1)很大,对能量分辨、整个光电倍增管的增益都是有利的。其他极间电压维持一常数。所以 A 型有较大的增益,适合于能量分辨测量或做触发计数器。

对 B 型,极间电压值逐步升高,特别是最后几级打拿极及阳极,极间电压很高,这就减少了空间电荷及负脉冲引起的电压下降的影响,因而有较好的输出电流线性。这里,阴极和第一打拿极之间的电压还不到全部电压的七分之一,因而增益变小了。

对 C 型,阴极和第一打拿极之间电压较高(占全部电压五分之一左右),最后两级极间电压也较高,这样的条件有利于电子的收集,减少渡越时间涨落,即具有较好的时间分辨特性,适于做飞行时间测量。

为了保证 PMT 工作电压不变,在最后几个分压电阻上要并联滤波电容或稳压

二极管，各分压级时间常数有如下关系：

$$R_nC_n = \delta R_{n-1}C_{n-1} = \delta^2 R_{n-2}C_{n-2} = \cdots \gg \tau \gg \Delta\tau \tag{6.3.13}$$

一般取 $C = 0.01\ \mu\text{F} \sim 1\ 000\ \text{pF}$。电容越大，在电容上产生的电压脉冲越小，稳压滤波效果就越好。但容值太大，倍增极之间的电荷通过 RC 回路放电的时间也越长，会造成脉冲堆积，直流电位漂移，这与计数率有关。设计数率为 n，则进入一个粒子所需的时间 $t = 1/n$，要求 $RC < 1/n$，若 $R = 400\ \text{k}\Omega$，$n = 10^3/\text{s}$，则 $C < \dfrac{1}{Rn} = \dfrac{1}{400 \times 10^3 \times 10^3} = 2\ 500\ (\text{pF})$，要注意电容的耐压，以防被击穿。

三、输出信号

光电倍增管的输出是一个电流脉冲，经过 PMT 的 R_L 转变为电压脉冲。图 6.3.23给出了 PMT 加正负高压时信号引出电路。加正高压时，PMT 信号引出与前置放大器输入端之间必须加耐高压的隔直耦合电容，避免高压直接加到放大器上。加负高压时无需耦合电容。

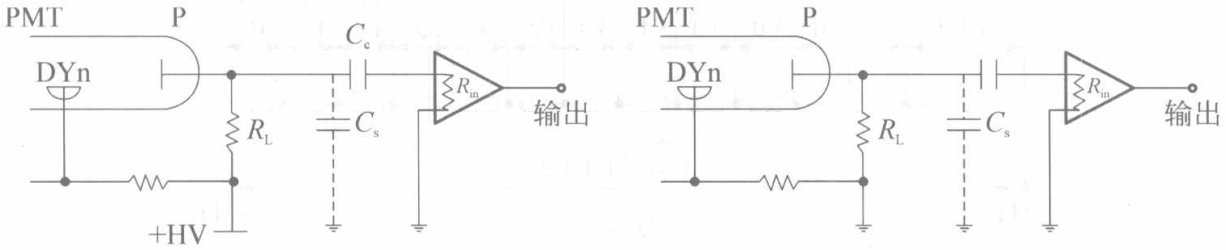


图 6.3.23　PMT 读出电路

图中 R_L 为负载电阻，则电路的总电阻 R 是负载电阻 R_L 和放大器输入电阻 R_{in} 的并联，总电容 C 是 PMT 耐高压的隔直耦合电容 C_C、分布电容 C_S 和放大器输入电容 C_{in} 之和，即

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_L} + \frac{1}{R_{in}}, \quad C = C_S + C_{in} + C_C \tag{6.3.14}$$

由公式(6.2.12)，总电荷

$$Q_0 = \int_0^\infty I(t)\mathrm{d}t = \int_0^\infty I_0 \mathrm{e}^{-t/\tau}\mathrm{d}t = I_0\tau \tag{6.3.15}$$

电流脉冲 $I(t) = I_0\mathrm{e}^{-t/\tau}$ 经过 RC 回路就形成电压脉冲，可以用拉普拉斯变换方法计算证明(参看第 8 章)。故有

$$U(t)=\frac{I_0}{C}\frac{\mathrm{e}^{-t/RC}-\mathrm{e}^{-t/\tau}}{\frac{1}{\tau}-\frac{1}{RC}}=\frac{I_0\tau R}{RC-\tau}(\mathrm{e}^{-t/RC}-\mathrm{e}^{-t/\tau})=\frac{Q_0R}{RC-\tau}(\mathrm{e}^{-t/RC}-\mathrm{e}^{-t/\tau}) \tag{6.3.16}$$

由此可见，电压脉冲是两个指数下降脉冲的差，一个下降时间常数是 RC，即由 RC 回路的充放电时间常数决定；一个是 τ，即由闪烁体发光衰减时间决定。整个电压脉冲波形取决于 RC 和 τ。

电压脉冲达到最大值 U_M 和达到最大值的时间 t_M 由 $\mathrm{d}U(t)/\mathrm{d}t=0$ 给出。即

$$\frac{\mathrm{d}U(t)}{\mathrm{d}t}=\frac{Q_0R}{RC-\tau}\left(-\frac{1}{RC}\mathrm{e}^{-t/RC}+\frac{1}{\tau}\mathrm{e}^{-t/\tau}\right)=0$$

所以

$$t_M=\frac{RC\tau}{RC-\tau}\ln\frac{RC}{\tau} \tag{6.3.17}$$

将 t_M 代入式(6.3.16)得到

$$U_M=\frac{Q_0R}{RC-\tau}(\mathrm{e}^{-\frac{\tau}{RC-\tau}\ln\frac{RC}{\tau}}-\mathrm{e}^{-\frac{RC}{RC-\tau}\ln\frac{RC}{\tau}})=\frac{Q_0}{C}\left(\frac{RC}{\tau}\right)^{-\frac{\tau}{RC-\tau}} \tag{6.3.18}$$

当 $RC\gg\tau$ 时，近似有 $U(t)=\dfrac{Q_0}{C}\mathrm{e}^{-t/RC}(1-\mathrm{e}^{-t/\tau})$，$U_M=\dfrac{Q_0}{C}$，$t_M=\tau\ln\dfrac{RC}{\tau}$；

当 $RC=\tau$ 时，近似有 $U(t)=\dfrac{Q_0}{C}\dfrac{t}{\tau}\mathrm{e}^{-t/\tau}$，$U_M=\dfrac{1}{\mathrm{e}}\dfrac{Q_0}{C}$，$t_M=\tau$；

当 $RC\ll\tau$ 时，近似有 $U(t)=\dfrac{Q_0}{C}\mathrm{e}^{-t/\tau}(1-\mathrm{e}^{-t/\tau})$，$U_M=\dfrac{Q_0R}{\tau}$，$t_M=RC\ln\dfrac{\tau}{RC}$。

由此可见，输出电压脉冲与电荷 Q_0 成正比，即与入射粒子在闪烁体中沉积的能量成正比。输出脉冲的上升时间由 τ 和 RC 决定。对一个确定的闪烁体来说仅仅由输出回路的 RC 决定，只要改变负载电阻 R_L 就可以改变它的上升时间，上升时间与入射粒子能量无关。负载电阻 R_L 决定了光电倍增管输出脉冲的幅度和宽度，R_L 越大，幅度和宽度就越大（R_L 太大时幅度达到饱和）。幅度大对放大器的放大倍数要求降低，宽度太大则影响计数率（输入粒子多输出脉冲将相互重叠）。因此 R_L 大小要适中，在保证计数率的情况下，使脉冲幅度尽量大，以便使用较低的工作电压，一般 R_L 取 10 kΩ～100 kΩ。若用于时间测量，则负载电阻取小一点，取 $R_L<1$ kΩ，常常取 $R_L=50$ Ω。

闪烁探测器可以输出正脉冲，也可以输出负脉冲。从阳极输出的是负脉冲，从倍增极（一般从最后第一或第二倍增极）输出的是正脉冲。

总之，光电倍增管是最广泛应用的光子探测器，根据使用要求选择不同的PMT。如，时间测量应选快速时间 PMT；能量测量应选能量分辨率高的 PMT；低能或低本底测量应选低噪声的 PMT。PMT 的光谱响应尽可能与待测光的光谱一致，即与闪烁体的发射光谱相匹配。对低能和弱光测量，应选具有高阴极灵敏度的PMT。根据入射到光阴极的光通量和需要输出信号的大小来估算阳极灵敏度，选用合适的阳极灵敏度的 PMT。如果信号很弱，要选用暗电流小的 PMT，并低温使用以减少噪声本底。

6.4 光收集系统

一般情况下，在闪烁体中产生的荧光光子通过由闪烁体、光导及光电倍增管组成的光学系统时，并不能完全被收集到光电倍增管的光阴极上，即传输系数并不等于1。传输系数包括透射率和收集效率两部分。闪烁光通过闪烁体和光导的透射率随通过距离的增大按指数规律减小。对于长闪烁体和光导，考虑到光在传输过程中在侧表面的反射和出射（即收集效率的影响），总的光传输系数依然服从指数规律：

$$I = \mathrm{e}^{-x/\lambda} \tag{6.4.1}$$

式中 λ 为技术衰减长度。

当光通过闪烁体到达光阴极时，在光学系统的界面上将发生全反射、部分反射、镜反射和漫反射。当光从光密物质到光疏物质时，如果入射角大于临界角 $\left(\theta_c = \arcsin\dfrac{n_2}{n_1},\ n_2 < n_1\right)$，将发生全反射；如果入射角小于临界角，部分光反射，部分光透射。为使闪烁体内产生的向四面八方发射的光都能有效地反射到光阴极上，必须要求闪烁体、光阴极和光导材料是光学均匀的，对发射光谱透射性好，保证透射率高。除了闪烁体出射光的一面抛光以外，其他各面都是做成反射层的。实验表明对圆柱形和球形闪烁体，漫反射可以保证有更多和更均匀的光输出，而长闪烁体和光导使用镜反射和全反射有最佳效果。常用的漫反射材料有氧化镁，镜反射和全反射材料有铝箔、镀铝薄膜等。

在闪烁体出射光的一面，由于闪烁体、光导和光阴极玻璃表面的折射率都很

大，如果它们之间有空气，则很容易发生全反射，因此总是在它们之间加入折射率大的透明的光学耦合剂硅油等，以增大临界角。例如，NaI(Tl)晶体的折射率为1.77，当与空气接触时，空气的折射率为1，则临界角等于34.4°，而硅油的折射率为1.5，则临界角增加为58°，显然透射率好多了。

在许多情况下，在闪烁体和光电倍增管之间需要加光导。例如，不同形状、大小的闪烁体(常用的是板状)和光电倍增管(圆截面)连接时需要光导过渡，某种技术上的需要(例如光电倍增管要避开强磁场或强辐照区)，或机械安装上的需要，或几个闪烁体共用一个PMT等等都需要利用光导做中间过渡。光导材料种类很多，最常用的是有机玻璃，它透射率好、价格便宜、易于加工。偶尔也用聚乙烯基甲苯或聚苯乙烯。玻璃纤维也是一种好材料，它透射率好、质地柔软、使用方便，但是价格较贵。光导材料要求在闪烁体发光谱的波长范围内透明度好(或透过率高)。光导的形状和尺寸应根据用途而定，有圆柱形、长条、块状、鱼尾形等。光导加工要经过切割、弯曲、抛光、粘接。敷设反射层等，在各个工序中要尽量减少光损失，以保证闪烁光的传输和收集。光导的形状、结构对光的传输效率有很大的影响。图6.4.1是楔形光导，扁平光导与闪烁体相接；圆柱形光导接光电倍增管。鱼尾形光导因形似鱼尾而得名(图6.4.2)。这种光导有一特点：截面面积始终保持为常数，以利于光的传输，它的光传输效率比楔形光导有所提高。目前常用的是扭曲形条状光导，它是由许多条状有机玻璃组合而成。每条一端是扁平的(与闪烁体相接)，然后扭转90°并逐渐收缩，与一圆柱形光导相接，再接光电倍增管。扭转要平缓，最大弯曲处的曲率半径 $R \gg 5d$(d 为有机玻璃条厚度)。这样，光分别在每一条中传播，由于每条都是形状对称、过渡平缓、经过抛光的，光在传播过程中截面面积不变，较好地满足了全反射条件。加工时，先把有机玻璃条放在烘箱中加温至120 ℃～130 ℃烘烤一段时间，然后进行扭曲，最后再用光学透明度好的胶粘牢。扭曲条状光导的光传输效率比其他形状的可提高1～2倍，等时性也好。

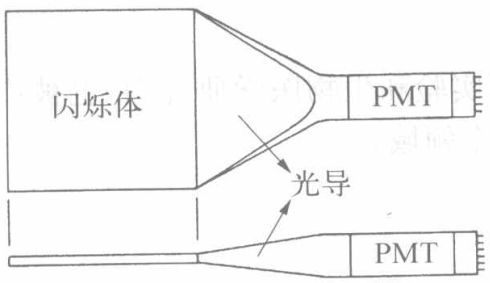


图6.4.1　楔形光导

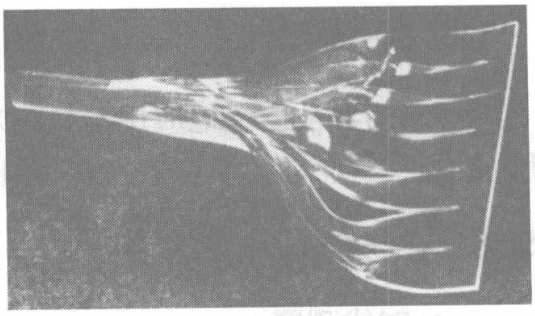


图6.4.2　鱼尾形光导

图 6.4.3 是用波长位移棒收集大面积塑料闪烁体的闪烁光的计数器结构示意图。闪烁体由 5 块 210 cm×15 cm×2.5 cm 的闪烁体拼接而成，用 6 根截面为 2.5 cm×1 cm 的波长位移棒沿每块闪烁体边连接在一起。波长位移棒扭曲会聚与直径为 5 cm 的光电倍增管相接。图右下角画出了波长位移棒与光电倍增管连接的截面图。其优点是用波长位移棒做光导，增加了闪烁体的衰减长度，对 210 cm×75 cm 大面积的闪烁体只需用一个直径为 5 cm 的光电倍增管配合，十分经济。这种方式对用闪烁体、铅板做成的夹心式的量能器也有很好的效果。

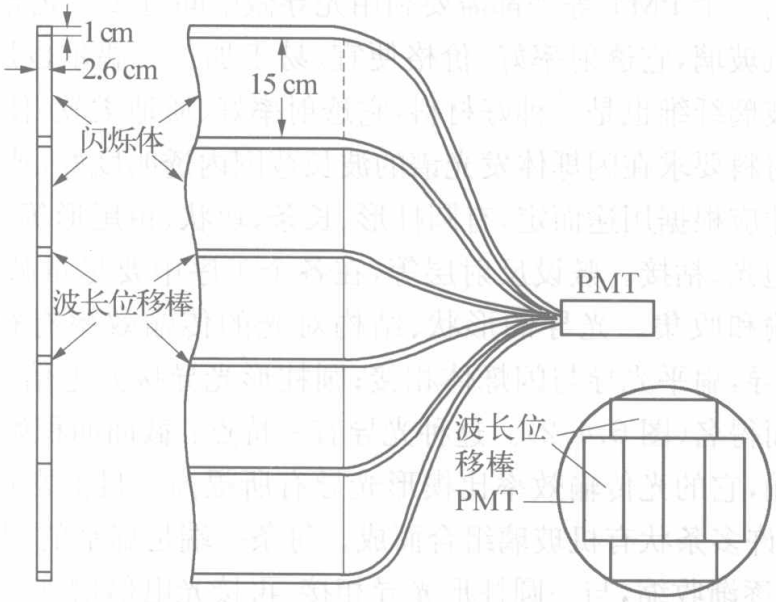


图 6.4.3　用波长位移棒做光导的一种结构

6.5　闪烁探测器的发展与应用

闪烁探测器被广泛地应用于核与粒子物理实验和生物医学研究中，也被广泛应用于工业、农业、海关检测、考古、核医学等各个领域。

6.5.1　在核物理中的应用

一、γ 射线测量

闪烁探测器是探测 γ 射线及其能量的最广泛应用的探测器，常用的闪烁体是

NaI(Tl)。γ 射线与闪烁体通过三种效应(光电效应、康普顿效应和电子对效应),产生次级带电粒子,而被探测记录。所以即使是单能 γ 射线,测得的 γ 能谱也不是简单的单能峰,而是除了单能峰以外还有连续谱的复杂谱。下面我们就以 ^{137}Cs、^{60}Co和^{24}Na γ 射线源为例讨论 γ 能谱的各个部分。图 6.5.1 给出了^{137}Cs γ 和^{60}Co 能谱。

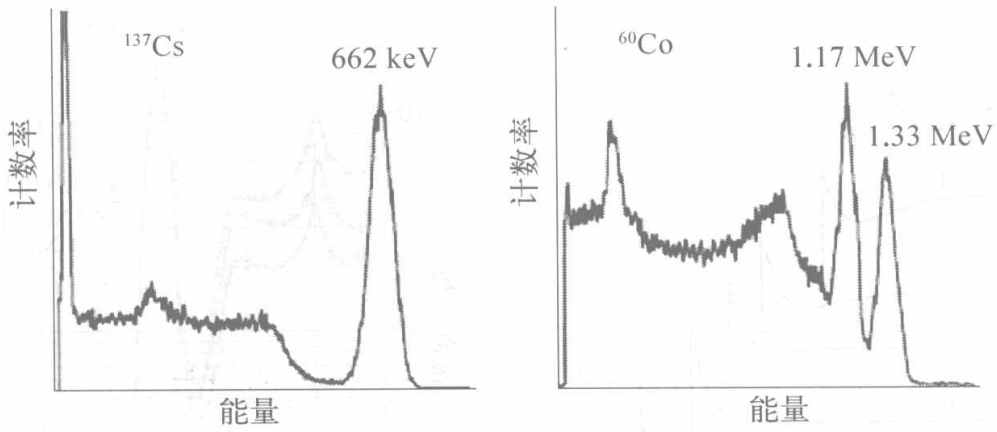


图 6.5.1　^{137}Cs γ 和^{60}Co 能谱

1. 全能峰

γ 射线与闪烁体发生光电效应时,从 K 壳层打出光电子,其能量为 $E_e = E_\gamma - E_K$,E_K 为 K 电子在原子内的结合能。对碘原子,$E_K = 28$ keV。此时 K 壳层留下的空穴将被外层电子填补,而把能量 E_K 以 X 射线形式辐射出来。由于 X 射线能量很低,光电效应的截面很大,其能量几乎完全转换为光电子的能量而叠加到 E_e 上。X 射线的产生时间比闪烁光衰减时间短很多,所以它们产生的闪烁光相互叠加到一起。总能量 $E = E_\gamma - E_K + E' + \cdots = E_\gamma$,所以光电效应形成的脉冲幅度就直接代表了 γ 射线的能量,贡献为全能峰。

当 γ 射线能量大于电子对效应的阈能时,产生的正负电子能量和为 $E_{对} = E_\gamma - 2m_0c^2$,正电子在探测器内损耗能量,湮灭生成两个各具有能量为 m_0c^2 的 γ 光子。如果这两个 γ 光子全部被吸收,得到的脉冲总能量仍为 E_γ,贡献在全能峰。

在康普顿效应中,γ 光子把部分能量传递给次级电子,而自身被散射,散射 γ 光子有两种可能,或逃逸出晶体,或在晶体内产生次级光电效应和康普顿效应。若在晶体中测得所有次级效应产生的光电子和康普顿反冲电子能量,则其与首次康普顿效应产生的反冲电子能量之和依然等于入射 γ 射线能量,也贡献在全能峰。因为反冲电子和散射 γ 光子次级效应产生的光电子及反冲电子的能量损失几乎同时发生,它们的时间差比 NaI(Tl)的发光衰减时间要短得多,因此它们产生的光脉

冲实际上是叠加在一起的。若散射 γ 光子逃逸出晶体，则测得反冲电子能谱，如图 6.5.2 所示。

所以全能峰响应的能量精确等于 γ 射线能量，故可以用全能峰来测量 γ 射线能量。为了增加全能峰的比重，减少逃逸现象，可以增大 NaI(Tl)晶体的尺寸(图 6.5.3)。

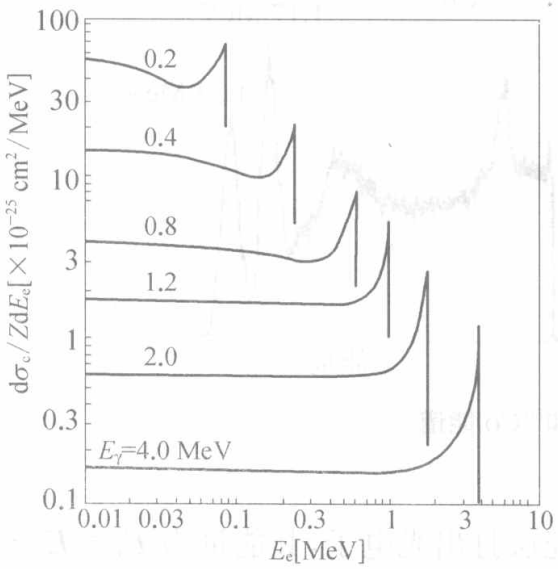


图 6.5.2　康普顿反冲电子谱

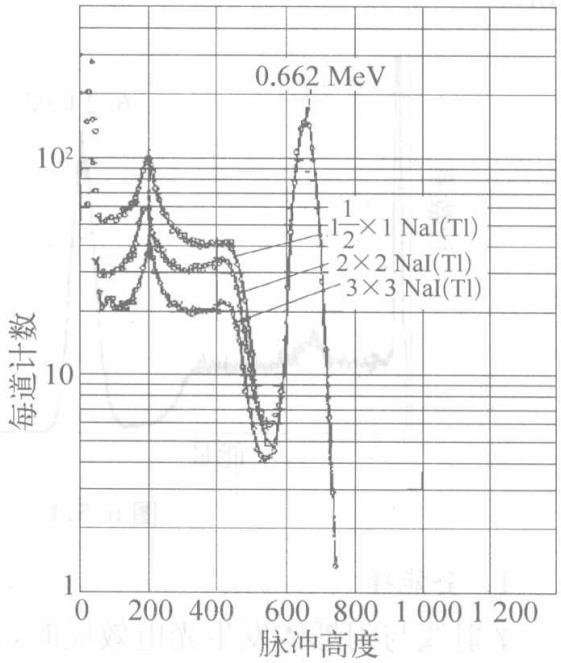


图 6.5.3　几种闪烁体测得的^{137}Cs 能谱

2. 康普顿连续谱

康普顿连续谱由康普顿效应形成，被散射的 γ 光子逃逸出晶体，反冲电子被记录。反冲电子能量为

$$E_e = E_\gamma\left[1-\frac{1}{1+\alpha(1-\cos\theta)}\right] \tag{6.5.1}$$

式中 $\alpha=\dfrac{E_\gamma}{m_0c^2}$，$\theta$ 为散射角。当 $\theta=0$ 时，$E_e=0$；当 $\theta=180^\circ$ 时，$E_e=\dfrac{2\alpha E_\lambda}{1+2\alpha}$，反冲电子能量最大。可见反冲电子能量从 0 到最大连续分布，分布比较平缓，故称为康普顿平台。康普顿连续谱，仅在反冲电子能量最大处有个不显著的峰，称为康普顿边限。

一个 γ 射线能谱，希望康普顿连续谱所占的比例越小越好，全能峰越突出越好。这里我们引入两个参量：峰总比和峰康比，常用它们来描述能谱的性质。

(1) 峰总比　定义全能峰下面积 S_A(即计数之和)与总面积 S_T 之比为峰总

比。它取决于三种效应截面之比，$\frac{S_A}{S_T}=\frac{\sigma_{光电}}{\sigma_{光电}+\sigma_{康}+\sigma_{对}}$。探测器介质原子序数越高，灵敏体积越大，峰总比越大，全能峰越高。图6.5.3清楚地表明大的闪烁体有好的峰总比。

(2) 峰康比　定义全能峰最高计数与康普顿连续谱较平坦区域的平均计数之比为峰康比。峰康比越大，全能峰越高。峰康比是由γ射线能谱仪的能量分辨率和峰总比决定的。选择原子序数大、灵敏体积大的探测器，探测器的能量分辨率越好，全能峰越窄越高，峰康比越大。

探测器的峰总比和峰康比与γ射线能量有关。当γ射线能量较低时，光电效应概率较大，所以峰总比和峰康比都较大。随着γ射线能量增加，它们变得越来越小。当γ射线能量大于1.5 MeV以后，由于电子对效应越来越重要，全能峰相对又逐渐突出，峰总比和峰康比逐渐变大。

3. 反散射峰

有些γ射线打在放射源的衬托物上或探测器周围的物质上，由于康普顿效应产生散射光子。当散射角为90°～180°之间时，散射光子进入探测器被吸收探测，形成不大的反散射峰，叠加在康普顿连续谱上。散射光子的能量为

$$E_\gamma'=E_\gamma[1+\alpha(1-\cos\theta)]^{-1} \tag{6.5.2}$$

式中$\alpha=\frac{E_\gamma}{m_0c^2}$，$\theta$为散射角。主要是$\theta=180°$的反散射。对$^{137}Cs$的661 keV γ射线，当$\theta=180°$时，反散射峰在184 keV处。峰位与实验环境有关，为了减少反散射峰，应减少源与探测器周围的物质，源的衬托用轻元素材料，并把谱仪安置远离墙壁和地板。

4. 逃逸峰

这是由次级效应产生的电子、X射线和湮灭光子逃逸出探测器造成的。

(1) X射线逃逸峰：在光电效应中打出K电子后，原子的激发能以X射线形式释放，如果X射线逃逸出探测器，这部分能量被带走了，探测器探测到的光电子能量为$E_e=E_\gamma-E_K$。对NaI(Tl)探测器探测^{137}Cs的661 keV γ射线，$E_e=661-28=633(keV)$。因NaI(Tl)探测器能量分辨率为7%左右，不能分辨661 keV和633 keV这两个能量，使它们贡献在一个峰里，但使全能峰不对称，高能端下降快，低能端下降慢，633 keV叠加在661 keV全能峰的低能端。在气体探测器和半导体探测器中，容易观测到X射线逃逸峰。图6.5.4给出了用充氪的正比计数器测量^{113}Sn的24.1 keV的X射线能谱，氪原子的K_α线的能量为12.6 keV，可清楚地

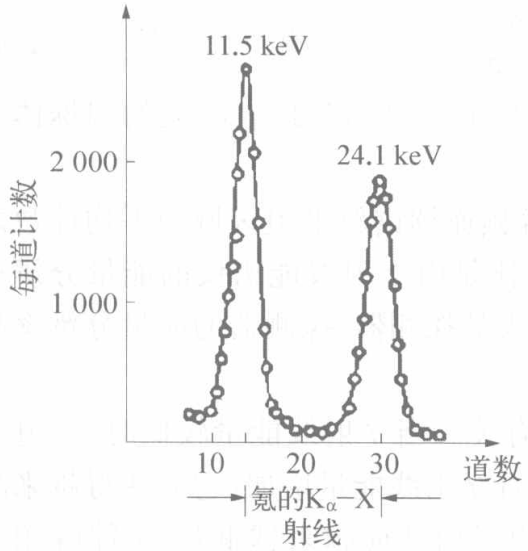


图 6.5.4　充 Kr 的正比计数器测得的^{113}Sn X 射线能谱

看到 2 个峰，一个是 24.1 keV 的全能峰，另一个是 11.5 keV 的 X 射线逃逸峰。

(2) 次级电子逃逸峰：光电效应、康普顿效应和电子对效应的次级电子若逃逸出探测器，产生的脉冲是连续分布的，能量从 0 到 E_γ 都有，这将增加连续谱的成分，并使全能峰不对称。

(3) 湮灭 γ 光子逃逸峰：在电子对效应中，正电子与原子核外轨道电子湮灭产生两个 γ 光子。若一个 γ 光子逃逸出探测器，探测器探测到的能量比全能峰少 0.511 MeV，称作第一逃逸峰或单逃逸峰，其对应的能量 $E_e = E_\gamma - 2m_0c^2 + m_0c^2 = E_\gamma - 0.511$ MeV。若 2 个 γ 光子都逃逸出探测器，则探测器探测到的能量 $E_e = E_\gamma - 2m_0c^2 = E_\gamma - 1.022$ MeV，称作第二逃逸峰或双逃逸峰。如图 6.5.5 所示，半导体探测器测量^{24}Na 的 2.76 MeV γ 射线能谱就有 2 个逃逸峰。增大探测器的尺寸可以减少逃逸现象。

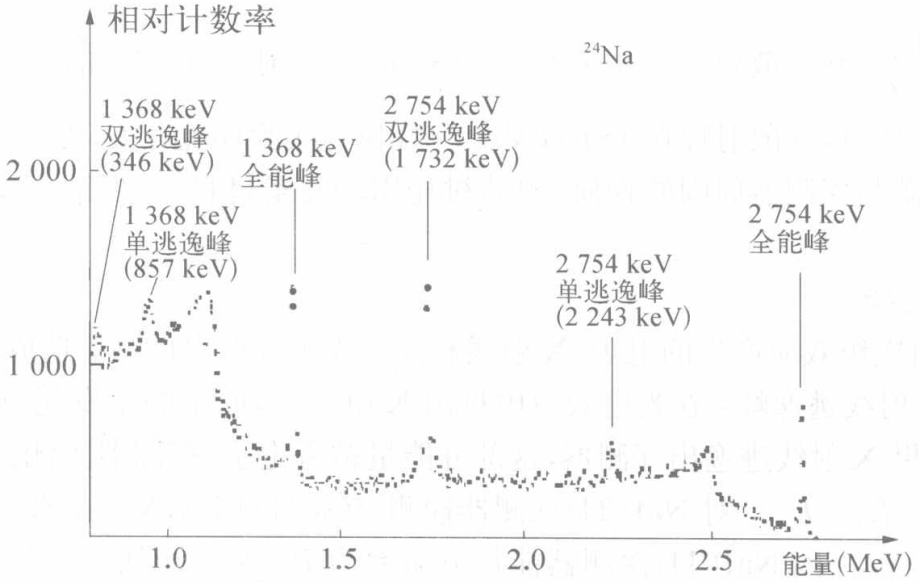


图 6.5.5　Ge(Li)半导体谱仪测量的^{24}Na γ 射线能谱

5. 叠加

当两个 γ 光子同时进入探测器内所产生的叠加效应会形成“叠加”。这种叠加效应对于级联发射的 γ 射线产生的概率很大，当放射源较强和探测器灵敏体积较

大时产生的概率也大。如在测量^{60}Co源的γ射线能谱时，一次核衰变放出2个级联的γ光子(能量为1.17和1.33 MeV)，有可能同时被探测器吸收探测，在相应于1.17+1.33=2.50 (MeV)处出现一个“叠加”，见图6.5.6。

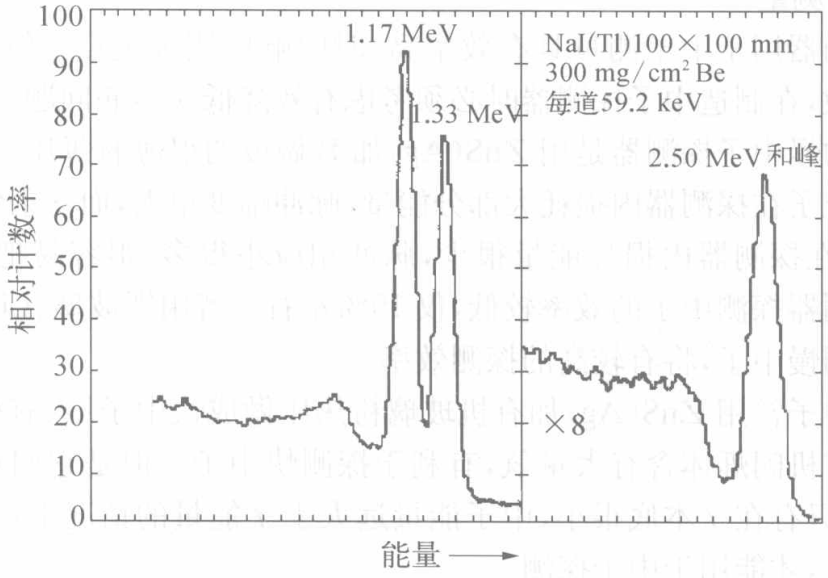


图6.5.6　NaI(Tl)闪烁谱仪测量的^{60}Coγ射线能谱

6. X射线峰

有许多γ射线放射源，与γ射线的发射相竞争的有内转换效应或β衰变是经过电子俘获完成的，这时处于激发态的原子将发射X射线。如^{137}Cs放射源经β衰变跃迁到^{137}Ba的激发态(见附录)，退激发时，γ衰变有9.6%的概率会由内转换效应而发出内转换电子，造成Ba原子的K壳层空位，外层电子跃迁来填补，发射K-X射线，^{137}Ba的K_α线为32 keV，这样在^{137}Cs的γ射线能谱的最左边的低能端对应能量为32 keV处产生X射线峰。

此外，γ射线打在探测器周围的物质上，也会产生一部分X射线，这些X射线进入探测器就会在低能端产生X射线峰。例如，通常用铅屏蔽放射源，若γ射线打到铅上就会产生铅的特征X射线(88 keV)，叠加在γ射线能谱的低能端。

二、带电粒子测量

由于闪烁探测器对带电粒子的能量分辨率较差，所以电子、质子、重带电粒子的能量测量大多数用磁谱仪和半导体探测器，但是测量计数、强度、通量、时间、位置等还是常用闪烁探测器。

在低能电子测量中常用塑料和液体闪烁体，特别是极低能和弱β放射性测量，如对^{3}H(18.6 keV)和^{14}C(156 keV)的测量，使用液体闪烁体非常有利，可以把放射性物质均匀地溶于液体闪烁体内形成4π立体角、无窗、无源自吸收效应测量，从

而大大提高探测效率。

探测 α 粒子和其他重离子常用 ZnS(Ag)闪烁体。CsI(Na)和 CsI(Tl)也可以探测质子和 α 粒子。

三、中子测量

闪烁探测器用于中子测量具有效率高、时间响应快等优点。但是闪烁体对 γ 射线非常灵敏,在制造中子探测器时必须考虑有效降低 γ 本底问题。

最常用的慢中子探测器是用 ZnS(Ag)加 B 做成的很薄的薄片,中子与 B 核反应产生的 α 粒子在探测器内损耗大部分能量,脉冲幅度很大,而 γ 射线产生的电子的射程较长,在探测器内损耗能量很少,脉冲相应小得多,很容易把 γ 甄别开来。不过这种探测器探测中子的效率较低,仅 10%左右。若用锂玻璃、LiI(Tl)、含 B 液体闪烁体探测慢中子,将有较高的探测效率。

测量快中子常用 ZnS(Ag)加有机玻璃粉热压做成快中子屏、有机闪烁体和液体闪烁体。有机闪烁体含有大量氢,有利于探测快中子。但是它们对电子和 γ 射线也很灵敏,只有在 γ 本底很小,中子能量远大于 γ 能量的情况下,或者采用脉冲形状甄别方法,才能用于中子探测。

6.5.2 在高能物理中的应用

一、簇射量能器

簇射量能器在高能物理实验中用来直接测量高能粒子的能量。高能 γ 和 e 等在介质中会产生电磁簇射,高能强子在介质中会发生强子簇射。因此把测量高能 γ 射线和电子的能量的探测器称作电磁簇射量能器;测量高能强子能量的探测器称作强子簇射量能器。

电磁簇射量能器是通过测量电磁簇射的粒子的总沉积能量,得到 γ 或 e 的能量,同时得到 γ 或 e 的位置信息,它是鉴别 γ 和 e 等电磁作用粒子与其他种类粒子的主要探测器。一类是全吸收型,由大体积的闪烁体组成,可以是整块的,最大的 NaI(Tl)晶体有 $\phi 750 \times 250$ mm,也可以是小块拼起来。图 6.5.7(a)给出了用长条形闪烁体组成的桶部电磁量能器的安装示意图;(b)给出了小块闪烁体拼接的示意图。另一类是取样型的,由簇射介质和探测器灵敏层相间组成。取样型簇射计数器有几种单元结构,图 6.5.7(c)是簇射介质和闪烁体通过波长位移光导连接到 PMT;(d)是簇射介质与塑料闪烁体夹层式;(e)是簇射介质与多丝室夹层式;(f)是液氩电离室型。

电磁量能器的主要功能是测量 γ、e 的能量和强子的部分能量,区分 γ、e 和强子,同时给出 γ 或 e 的入射位置和簇射空间分布。所以电磁量能器的主要指标是

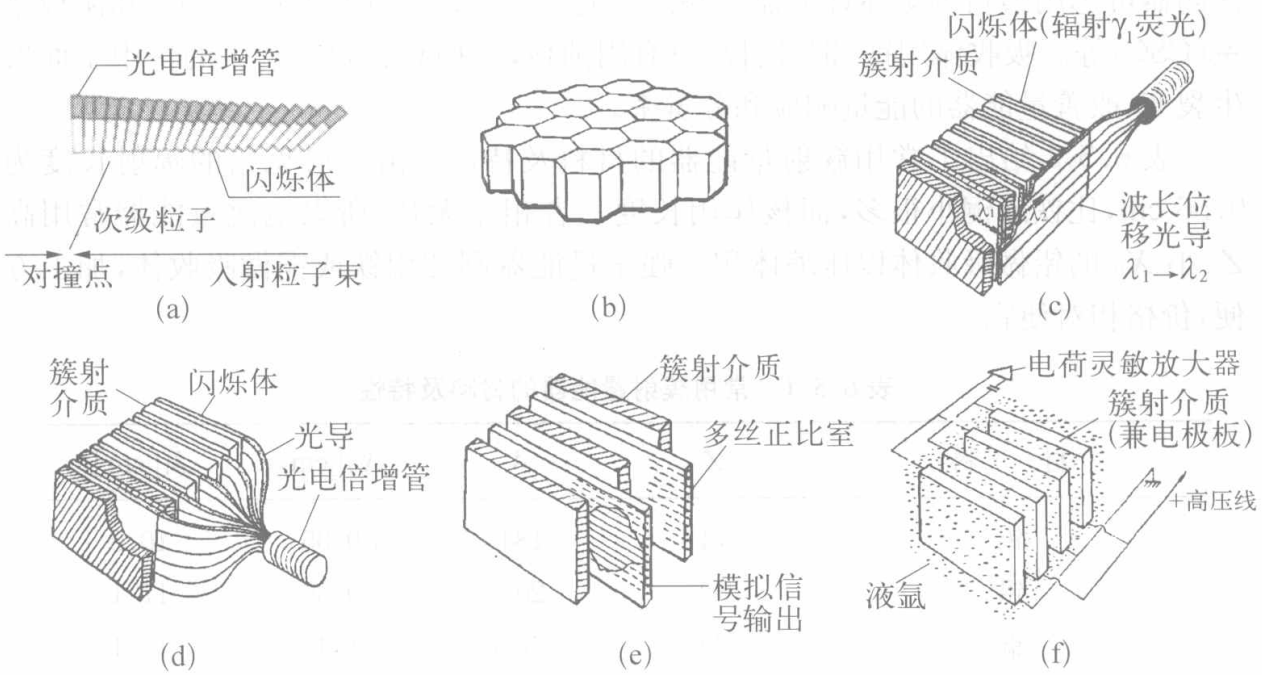


图 6.5.7　几种电磁量能器结构示意图

能量分辨率、能量线性和空间分辨率等。

要求电磁量能器的长度一般取 $15\sim20X_0$，横向尺寸大于 2 莫里哀半径以保证 95%的电子、光子的能量沉积在量能器内。而同样能量的强子并不直接产生电磁簇射，只沉积部分能量而跑出电磁量能器。

强子簇射量能器是测量高能强子能量的探测器。高能强子穿过物质时与物质的原子核相互作用，产生介子(π、K 等)，另一部分能量使原子核激发，退激时放出核子(n，p)和 γ，同时反冲核通过电离能损丢失动能。这些在相互作用中产生的次级粒子(介子、核子和 γ)将产生新的核反应、电磁簇射和电离能损，这就是级联簇射过程。级联过程产生的大部分为纯强子簇射和一部分由于 π^0、η 等产生的电磁簇射。通过测量强子簇射过程包括电磁簇射的次级粒子的沉积能量得到入射强子的能量。它是鉴别强子(π、K、p)和其他种类粒子的主要探测器。它不但可以测量带电的，也可测量中性强子(如中子)。

强子量能器纵向尺寸一般取 $L=5\sim10\lambda_I$，横向尺寸取直径为 λ_I 就可以保证能量泄漏小于 5%。强子量能器不可观测的能量有强子簇射发展中的中微子、逃逸的高能 μ 子、释放的核子结合能等，这部分不可测能量占纯强子簇射沉积能量的 40%左右。

由于高能强子在介质中的核作用长度 λ_I 比辐射长度 X_0 大很多，因此不太可能像电磁量能器那样做成全吸收型的强子量能器，通常都是取样型的。其中取样

探测器可选用塑料闪烁体计数器、漂移室、流光室(管)、阻性板室(RPC)和阴极条室(CSC)等。吸收体用铁、铜、铅板,也有用铀板,可捕获簇射中产生的快中子而发生裂变,改善量能器的能量响应和分辨率。

表 6.5.1 给出了常用簇射量能器的材料及特性。由表可见铅的辐射长度为 0.56 cm,比铁或铜小很多,而核作用长度三者相差无几,所以电磁量能器常用高 Z、小 X_0 的铅做吸收体以压缩体积。强子量能器则常用铁或铜做吸收体,加工方便,价格相对便宜。

表 6.5.1 常用簇射量能器的材料及特性

材　料	Z	A	X_0[cm]	λ_I[cm]
钨	74	184	0.35	10.3
铅	82	207	0.56	17.1
铜	29	63.5	1.44	15.1
铁	26	56	1.77	16.8
硅	14	28	9.4	45.5
铝	13	27	8.9	39.4
碳	6	12	19	38.1
氦气	2	4	5.3E5	3.6E5

二、飞行时间探测器 TOF(Time Of Flight)

TOF 由快发光塑料闪烁体配合快光电倍增管组成,具有良好的时间分辨,用于测量粒子飞行时间。若粒子飞行距离 L 已知,可知粒子飞行速度 $v=L/t$。只要知道粒子的动量或能量,就可以求出粒子的质量,从而鉴别粒子。

由相对论公式,$m_0=\dfrac{P}{\beta\gamma c}$,$\gamma=\dfrac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$,$\beta=\dfrac{v}{c}$,对质量为 m_0,动量为 P 的粒子,其速度为

$$\beta=\frac{P}{\sqrt{P^2+m_0{}^2c^2}} \tag{6.5.3}$$

粒子飞行距离 L 所需的时间为

$$t=\frac{L}{v}=\frac{L}{c\beta} \tag{6.5.4}$$

高能物理实验中用飞行时间探测器测量带电粒子的飞行时间,结合径迹探测

器测量同一粒子的动量和飞行径迹长度就可以鉴别粒子。设 L 为粒子飞行的路径长度，t 为所用的时间，则粒子质量为

$$m=\frac{P}{c}\sqrt{\frac{1}{\beta^2}-1}=\frac{P}{c}\sqrt{\frac{c^2t^2}{L^2}-1} \tag{6.5.5}$$

对动量相同、质量不同的两个粒子，飞行相同距离 L 的时间差为

$$\Delta t=\frac{L}{v_1}-\frac{L}{v_2}=\frac{L}{c}\left(\frac{1}{\beta_1}-\frac{1}{\beta_2}\right)=\frac{L}{c}\frac{(m_2^2-m_1^2)}{(P/c)^2}\left(\frac{\beta_1\beta_2}{\beta_1+\beta_2}\right)\leqslant\frac{L}{c}\frac{(m_2^2-m_1^2)}{2(P/c)^2} \tag{6.5.6}$$

对高动量(速度接近光速)粒子，走 1 m 需要的时间大约为 3×10^{-9} s，不同质量的粒子的 t 的差别很小，因此要求时间测量很精确，即 TOF 的时间分辨率非常好。TOF 的主要物理目标是粒子鉴别，其粒子鉴别本领的大小主要由相同动量粒子的飞行时间差和 TOF 的时间分辨率所决定。相同动量粒子的飞行时间差随 TOF 的内半径变大而增加，由 TOF 的几何尺寸决定。

TOF 的时间分辨率由起始时间的精度和粒子打到飞行时间计数器后测量的截止时间的精度决定，其中 TOF 的本征时间分辨率是主要因素。

以北京正负电子对撞机 BEPC 的北京谱仪 BESⅢ的飞行时间探测器为例，它由快发光塑料闪烁体和快光电倍增管组成。对大面积的可做到 100 ps 的时间分辨。图 6.5.8 和 6.5.9 分别给出了桶部和端盖飞行时间计数器示意图。桶部共用了 50 mm ×60 mm ×2 320 mm 的 BC408 快塑料闪烁体 88 块(一层)。端盖飞行时间计数器每一边用了 48 块楔形的 BC408 快闪烁体(图 6.5.10)。光电倍增管用的是 Hamamatsu 抗磁场的细网 PMTR5942。桶部长闪烁体两端分别接光电倍增管，端盖楔形闪烁体在小端从侧面接光电倍增管。图 6.5.11 是端盖梯形闪烁体包裹不同反射层材料的时间分辨测试结果，表明端盖计数器本征时间分辨达到 80 ps。

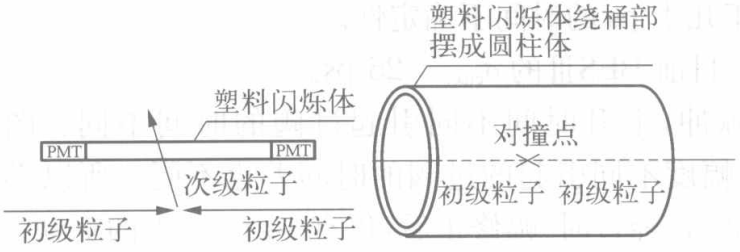


图 6.5.8　桶部飞行时间计数器示意图

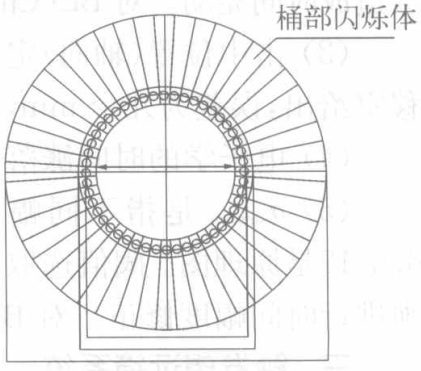


图 6.5.9　端盖 TOF 示意图

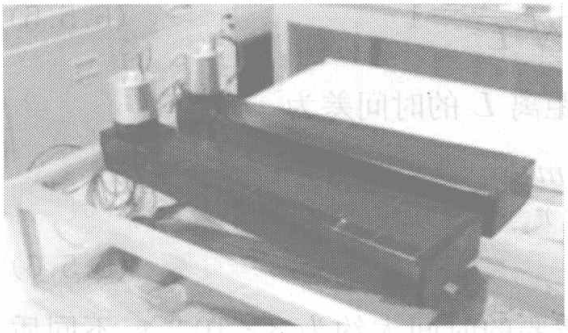


图 6.5.10　端盖 TOF 模块照片

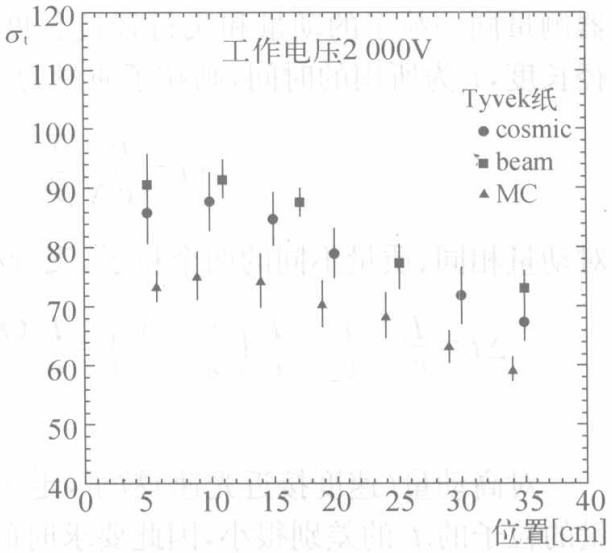


图 6.5.11　楔形闪烁体时间分辨测试结果

影响 TOF 时间分辨的诸因素有：

(1) 由闪烁体、光电倍增管的性能决定

$$\sigma^2 = \sigma^2_{\mathrm{TOF}} + \sigma^2_{\mathrm{bunch}} + \sigma^2_{\mathrm{Z}} + \sigma^2_{\mathrm{elec.}} + \sigma^2_{\mathrm{time\text{-}walk}} \tag{6.5.7}$$

$$\sigma_{\mathrm{TOF}} = \frac{1}{\sqrt{N_{\mathrm{p.e.}}}} \sqrt{\left(\frac{1}{2.354}\right)^2 \left\{ \tau^2_{\mathrm{Scin}} + \left[\frac{n(n-1)L}{2c}\right]^2 + \tau^2_{\mathrm{PMT}} \right\}} \tag{6.5.8}$$

其中，τ_{Scin} 为闪烁体衰减时间，L 为击中位置到光电倍增管的距离，n 为折射率，τ_{PMT} 为光电倍增管渡越时间涨落，$N_{\mathrm{p.e.}}$ 为光阴极产生的光电子数。$N_{\mathrm{p.e.}}$ 与闪烁体的光产额、厚度、衰减长度、光收集效率、光电倍增管的量子效率有关。

(2) 束团对撞时间的不确定性 σ_{bunch}。由束团时间的不确定性和束团长度造成。束团时间的不确定性与加速器的高频时钟和稳相精度有关，时钟信号传输和寄存也会造成时间晃动。对 BEPCⅡ，束团长度为 1.5 cm，时间不确定性为 35 ps 左右。

(3) 击中位置(轴向)定位的不确定性 σ_{Z}。BEPC 对撞机谱仪中该位置由主漂移室给出，误差为几个 mm，相当于几十 ps 的时间不确定性。

(4) 电子学的时间涨落 $\sigma_{\mathrm{elec.}}$。目前 BESⅢ的 $\sigma_{\mathrm{elec.}} < 25$ ps。

(5) $\sigma_{\mathrm{slewing}}$ 是指不同幅度的脉冲，上升时间不同引起过阈的时间不同。图 6.5.12是原理图。阈值选取不同，幅度不同引起的过阈的时间差也不同。所以必须进行时间幅度修正。对 BESⅢ而言，经过时-幅修正后，仍有 10 ps 以上的贡献。

三、触发望远镜系统

闪烁探测器在高能物理实验中对于带电粒子的测量，大量的是用作触发计数

器，即配合径迹探测器来选择满足一定条件的事例。最简单的触发计数器可以由 2 个闪烁计数器组成。图 6.5.13 显示的是三重符合法测量多丝正比室探测效率的原理方框图，图中闪烁体 1 和闪烁体 2 是塑料闪烁计数器。准直的^{90}Sr 的 β 粒子通过闪烁体 1 和闪烁体 2，一定也通过多丝正比室。定标器 1 记录的是闪烁体 1 和闪烁体 2 的二重符合信号，定标器 2 记录的是符合 2 输出的丝室信号和闪烁计数器二重符合信号的三重符合计数。三重符合计数与二重符合计数之比就得到多丝正比室的探测效率。闪烁体 1 和闪烁体 2 就是组成了一个触发望远镜系统来选择通过多丝正比室的粒子。

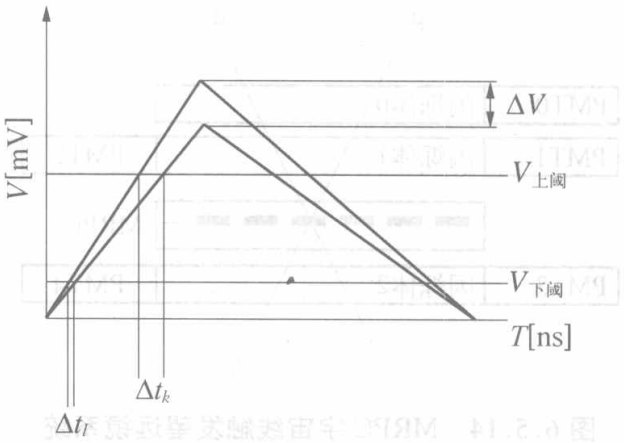


图 6.5.12　时间-幅度修正原理图

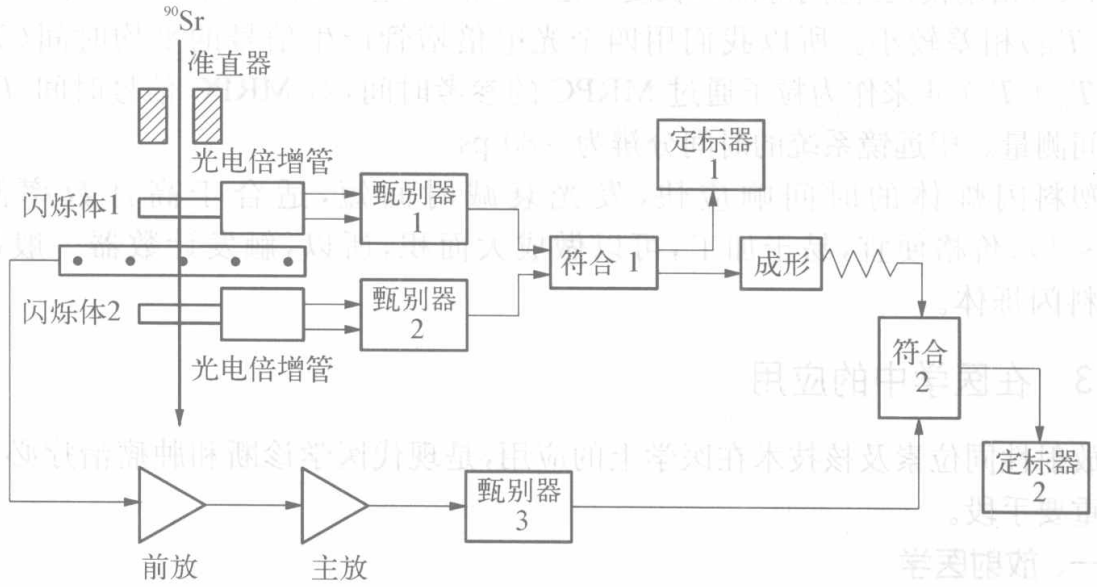


图 6.5.13　MWPC 时间分辨测试原理方框图

图 6.5.14 是多气隙电阻板室 MRPC(Multi-gap Resistive Plate Chamber)宇宙线触发望远镜系统，由三块快塑料闪烁体(BICRON 公司 BC408)和 5 个光电倍增管组成。“闪烁体 0”的尺寸为 22 cm×5 cm×5 cm，与北京滨松公司的光电倍增管 GDB49(PMT0)连接。闪烁体 1,2 的尺寸为 21 cm×5 cm×3 cm，一块两端接日本 Hamamatsu 公司的 H2431 光电倍增管(PMT1 和 PMT2)，另一块两端接飞利浦公司的 XP2020 光电倍增管(PMT3 和 PMT4)。相互间的位置关系如图 6.5.14

所示。当宇宙线带电粒子穿过闪烁体 0,2 时,也必然穿过闪烁体 1 和待测的 MRPC 探测器。闪烁晶体两端读出,当宇宙线击中闪烁体不同位置时,光电倍增管输出信号的时间有较大差别。但由于晶体长度一定,荧光在晶体内向两端传输的时间之和变化较小。例如对宇宙线粒子 μ_1,假设 TDC 测得闪烁体 1 的光电倍增管 PMT1 和 PMT2 的信号时间为 T_{11} 和 T_{12},闪烁体 2 的光电倍增管 PMT3 和 PMT4 的时间信号为 T_{13} 和 T_{14}。同样,对宇宙线粒子 μ_2,TDC 测得 PMT1、PMT2、PMT3 和 PMT4 的信号时间为 T_{21}、T_{22}、T_{23} 和 T_{24}。由于 μ_1、μ_2 击中闪烁体 1、闪烁体 2 的位置不同,T_{11} 和 T_{21},T_{12} 和 T_{22},T_{13} 和 T_{23},T_{14} 和 T_{24} 相差较大,但闪烁晶体长度一定,$(T_{11}+T_{12}+T_{13}+T_{14})$ 和 $(T_{21}+T_{22}+T_{23}+T_{24})$ 相差较小。所以我们用四个光电倍增管产生信号的平均时间 $(T_1+T_2+T_3+T_4)/4$ 来作为粒子通过 MRPC 的参考时间,对 MRPC 信号时间 T_{ms} 进行时间测量。望远镜系统的时间分辨为~80 ps。

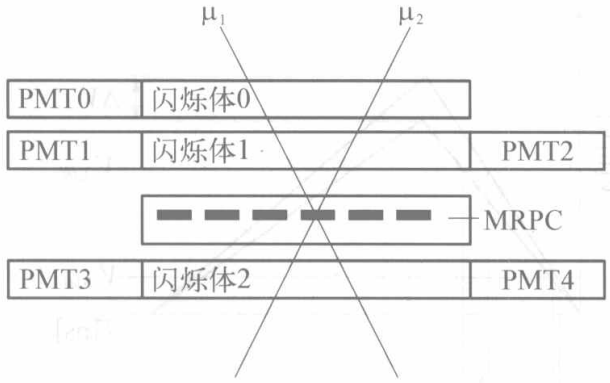


图 6.5.14　MRPC 宇宙线触发望远镜系统

塑料闪烁体的时间响应快,发光衰减时间短,适合于高计数率测量($10^7\ s^{-1}$),价格便宜,易于加工,可以做成大面积,所以,触发计数器一般都使用塑料闪烁体。

6.5.3　在医学中的应用

放射性同位素及核技术在医学上的应用,是现代医学诊断和肿瘤治疗必不可少的重要手段。

一、放射医学

1. 甲状腺功能仪、肾图仪等各种功能仪

病人内服短寿命的放射性同位素作为标识,然后用闪烁计数器从体外测量剩余标识物的放射线,如 γ 射线等。根据测量数据进行定量分析来判断人体脏器的功能。常用的标识放射性同位素为 ^{131}I,$T_{1/2}=8$ d,用 NaI(Tl)测量。

2. 放射免疫法

用人体的血样、尿样等加入一定量的放射性同位素作标识,然后测量剩余标识物的放射线,如 γ 射线、β 射线等,对被测抗原进行定量分析。常用 NaI(Tl)或液体闪烁体来测量。表 6.5.2 列出了一些常用的医学放射性同位素。

表 6.5.2　常用的医学放射性同位素

同位素	半衰期	射　线	探测器
^{3}H	12.33 a	β	液体闪烁体
^{14}C	5730 a	β	液体闪烁体
^{57}Co	270 d	γ, β	NaI(Tl)
^{75}Se	120.4 d	γ	NaI(Tl)
^{125}I	60 d	γ	NaI(Tl)
^{131}I	8 d	β, γ	NaI(Tl)

表中所示短寿命核素都是由较长寿命的核素衰变获得，一般将母核与子核一起保存，俗称“母牛”，临床使用时采用化学方法将子核淋洗出来。如钼－锝发生器和锡－铟发生器。

$$^{99}Mo \xrightarrow[66.02\ h]{\beta^-} {}^{99m}Tc \xrightarrow[6.02\ h]{\gamma(141\ keV)} Tc$$

$$^{113}Sn \xrightarrow[115\ d]{\beta^-} {}^{113m}In \xrightarrow[99.5\ min]{\gamma(393\ keV)} In$$

临床诊断主要指脏器的显像与功能检查两个方面，其基本原理为放射性核素的示踪作用。用某种特定的放射性核素标记的放射性药物进入人体某脏器后发射 γ 射线穿出体外被显像仪器记录显示放射性核素在脏器中的分布以诊断脏器病变情况。测量在脏器中或血管中药物浓度随时间的变化，以检查脏器的功能。要求 γ 射线能量较低，为 100～300 keV。

显像仪器有两种：一种是正常脏器能选择性地浓集某种放射性药物，而病变组织的浓集能力很差，于是在显像图上的放射性缺损区为病变区；另一种情况相反，显像图上放射性浓集区为病变区。如^{201}Tl 是理想的心肌显像剂。因梗塞而坏死的心肌将失去对 Tl 的聚集能力，于是心肌的 γ 照相片上放射性缺损区为病变区。又如^{99m}Tc 具有亲肿瘤、亲心肌的性质，易被肿瘤和心肌吸收，是很好的肿瘤显像剂。

对应人体内所有脏器都有一种或几种放射性药物用于诊断。脏器病变导致功能异常，不仅表现在浓集能力也反映在代谢能力，从而影响标识物在血、尿等样品的动态过程。

放射性药物用于治疗主要利用射线对肌体组织的生物效应，抑制和破坏病变

组织。一般有两种方法：外照射和内照射。如利用^{60}Co的γ射线从体外照射，治疗体内和浅表的肿瘤。又如^{131}I治疗甲状腺功能亢进。甲状腺具有高度浓集^{131}I的能力，^{131}I放出的β射线，最大能量为970 keV，半衰期为8天，射程仅几个mm，只在局部产生影响，减少甲状腺激素产生，而不影响其他组织。另外，可利用^{89}Sr的β射线（$T=50$ d）治疗骨癌，因为^{89}Sr会浓集在骨中。

二、射线成像

历史上作为放射性同位素的图像装置是以闪烁扫描器开始的，经逐步改进，直到Anger（美国）开发出γ相机。γ相机围绕被检测物体旋转扫描成像的装置被称作单光子断层扫描SPECT（Single Photon Emission Computed Tomography）。常用的核诊断装置还有正电子断层扫描PET（Positron Emission Computed Tomography）和X射线CT（X-ray Computed Tomography）。下面简单介绍γ相机和PET。

1. γ相机

图6.5.15和6.5.16是γ相机及其剖面示意图。γ相机通常使用大面积NaI（Tl）闪烁体（直径为45 cm），经光导与多个（37、61、91个PMT）光电倍增管连接组成γ射线探测器。γ射线能量为50～400 keV。在NaI（Tl）闪烁体前加有铅钨平行孔或聚焦型锥形孔的准直器。γ相机的主要特点是灵敏度高、静止视野宽、空间分辨率好。它可以探测放射性同位素分布的快速变化，缩短诊断时间。SPECT装置的能量分辨率高、空间分辨率高、长期稳定性好、性能比γ相机更完善，问世以来使用越来越普遍。

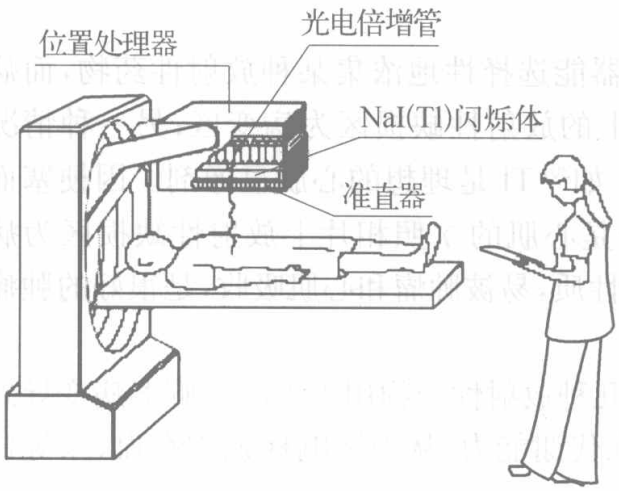


图6.5.15　γ相机示意图

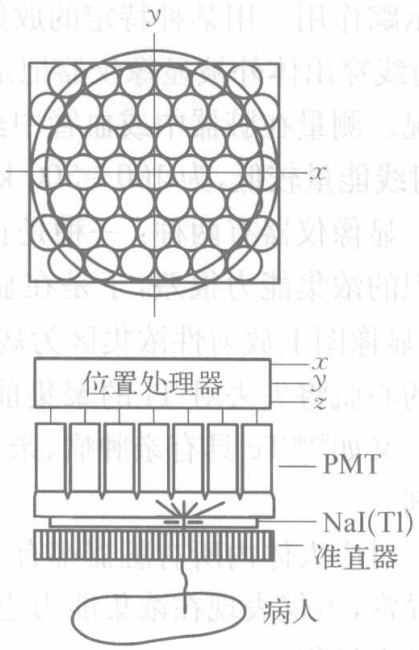


图6.5.16　γ相机剖面图

表 6.5.3 列出了核医学成像装置使用的主要放射性同位素。

表 6.5.3　核医学成像装置常用核素

核　素	射线能量[keV]	半衰期
^{99m}Tc	γ 141	6.02 h
^{133}Xe	γ 81 β 427	5.24 d
^{69}Ge	γ 9.3	39 h
^{201}Tl	γ 70	73 h
^{131}I	γ 364 β 971	8.02 d
^{81}Kr	γ 190	13 s
^{111}In	γ 245	2.8 d

2. *正电子断层扫描成像* PET (Positron Emission Computed Tomography)

β^+ 衰变放出正电子，正电子湮灭发射一对 γ 光子，PET 就是通过符合测量这一对 γ 光子来获得体内放射性同位素的分布图像的装置。所用发射正电子的放射性核素有^{11}C、^{13}N、^{15}O、^{18}F 等。PET 探测器由 50～500 个小闪烁晶体和光电倍增管构成的闪烁探测器组成，常用的晶体是 BaF_2、纯 CsI、BGO、GSO、LSO 等，闪烁晶体的切割直接影响 PET 的探测效率，科研人员做了大量的研究。光电倍增管要求使用时间响应快、增益高的 PMT，为了提高 PET 的空间分辨，光电倍增管的小型化也是很重要的。日本 Hamamatsu 公司的 R3309 管子是专门为 PET 研发的四联光电倍增管。一个 R3309 管子相当于 4 个 PMT，达到了小型化的目的，有利于提高空间分辨率。图 6.5.17 是 PET 工作原理及闪烁探测器结构示意图。

闪烁计数器时间快，效率高，能探测各种类型的带电粒子，也能探测中性粒子（如中子和 γ 射线），既能测量粒子的数目，又可以测量粒子的能量，是应用极其广泛的探测器之一。

塑料闪烁体发光衰减时间只有 1 到几个 ns，允许应用于高计数率。其结构简单，可以加工成不同形状，面积可以做得很大，可以在强 γ 本底下工作，价格便宜，有较好的机械强度，因此在高能物理实验中被大量使用，用作触发计数器、飞行时间谱仪、计数器描迹仪等，进行粒子触发、位置测量、飞行时间测量等。

闪烁探测器在核物理实验、粒子天文学、核医学、地质探测和工业成像等领域应用十分广泛。

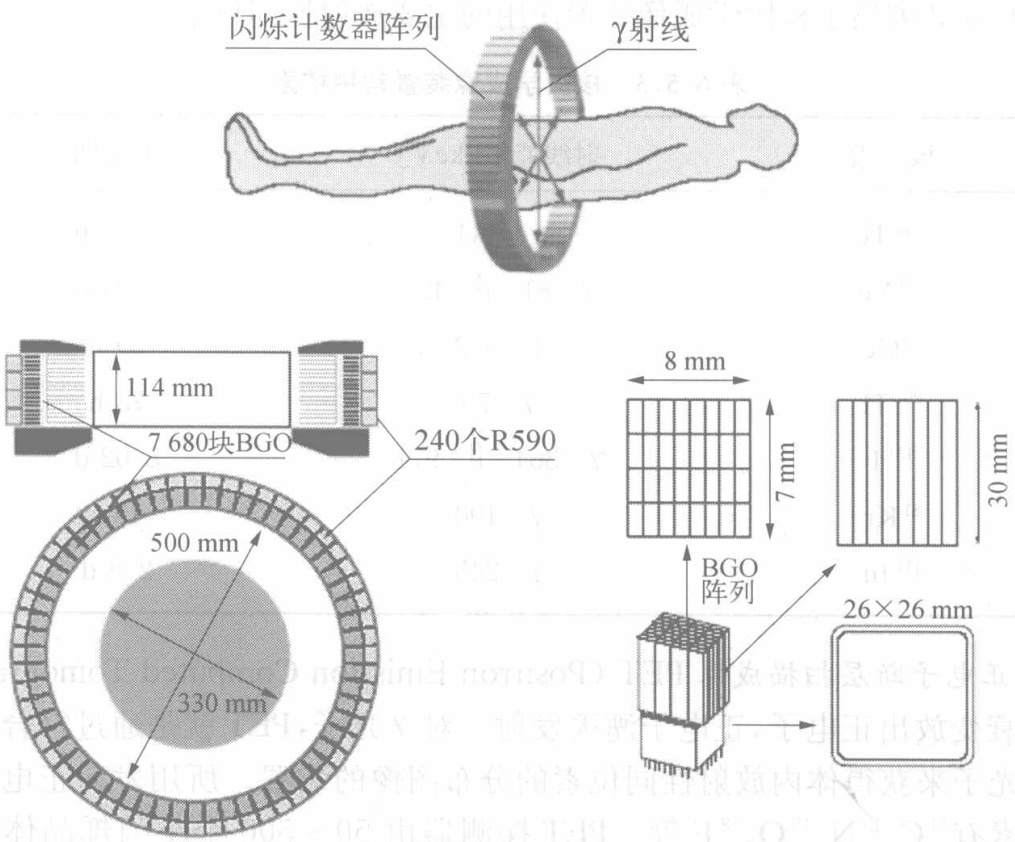


图 6.5.17　PET 工作原理及闪烁探测器结构示意图

参 考 文 献

[1] 徐克尊,等. 粒子探测技术[M]. 上海:上海科学技术出版社,1981.

[2] 唐孝威,等. 粒子物理实验方法[M]. 北京:高等教育出版社,1982.

[3] LeoW R. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments [M]. Springer-Verlag, 1987.

[4] Bharadwaj V K , Cain M P , Caldwell D O. A large area liquid scintillation multiphoton detector[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1985, A 228: 283-289.

[5] Doke Tadayoshi, Masuda Kimiaki. Present status of liquid rare gas scintillation detectors and their new application to gamma-ray calorimeters[J]. Nuclear Instruments and Methods

in Physics Research, 1999, A 420: 62 - 80.
[6] Particle Data Group. Review of Particle Physics[J]. Journal of Physics G, Nuclear and Particle Physics, 2006, 33(7): 1 - 1232.
[7] Hamamatsu Photonics K K. PhotoMulti Tubes, Basics and Applications [M]. Hammatsu, 2006.
[8] 谢一冈,等. 粒子探测器与数据获取[M]. 北京:科学出版社,2000.
[9] Murry R B. Scintillation Countors, Nuclear instruments and their uses[M]. New York: Wiley, 1962.
[10] Sauli Fabio. Instrumentation in High Energy Physics[M]. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, 1992.
[11] Tonetto F, Abbondanno U, Chiari M, et al. Optimizing performances of CsI(Tl) crystals with a photodiode readout[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1999, A 420: 181 - 188.

思　考　题

1. 计算 NaI(Tl)闪烁谱仪测试^{24}Na 2.76 MeV γ射线的能谱图上,康普顿边缘与单电子逃逸峰之间的相对位置。详细分析γ射线在闪烁体中可产生哪些次级过程(一直把γ射线的能量分解到全部成为电子的动能)。

2. 试比较 NaI(Tl)、CsI(Tl)、BGO 和 BaF_2 的主要性能及其优缺点。

3. 为什么不宜用水做闪烁体晶体和光电倍增管之间的光学耦合剂?

4. 试定性分析:用一块塑料闪烁体配合光电倍增管组成的探头,测量到的 0.662 MeV γ谱和 NaI(Tl)测到的有何不同。

5. 为了避光或防止闪烁体潮解,闪烁体往往包装或密封在其他材料中。同时,为了减少本底,闪烁探测器周围一般都加有屏蔽材料,试分析这些周围材料对探测的γ射线能谱有何影响。

6. 大多数普通的γ放射源是β^-衰变的产物,另外还有一些γ放射源是β^+衰变的产物,一般把源材料封装在足够厚的屏蔽材料中,以阻挡这些β粒子。说明源周围材料对测量的γ射线能谱可能造成什么影响。为了减少这些影响,应该采取什么措施?

7. 以下参量与采用闪烁体探测器测量的γ射线能谱有关:

(1) 探测器介质的密度;

(2) 探测器介质的平均原子序数(Z 值);

(3) 放射源与探测器系统的几何条件;

(4) 在晶体中产生一个闪烁光子所需要的动能;

(5) 光电倍增管的放大系数；

(6) 光电倍增管光阴极的量子效率；

(7) 在探测器和脉冲分析系统之间所使用的放大器的放大倍数；

(8) 在闪烁体中产生的光子到达光阴极的部分，即光吸收效率。

在这些参量中，哪些参量将对探测器的全能峰效率发生影响？哪些参量对探测器的能量分辨率发生影响？

8. 试解释对于能量为 0.662 MeV 的 γ 射线，NaI(Tl)探头的能量分辨率优于 BGO 的原因。两者对 γ 射线的探测效率相差很大，为什么？

习　题

1. 假设 NaI(Tl)晶体的发光衰减时间 $\tau = 230$ ns，则它发射 99%总光产额的光子需要多长时间？

2. 当入射粒子在蒽晶体中损失 1 MeV 能量时，产生平均波长为 447 nm 的光子 20 300 个，计算蒽晶体的闪烁发光效率。

3. 如果光电倍增管各个打拿极之间的间隔是 12 mm，极间的电位差是150 V，计算一个光电子在两个打拿极之间的传播时间。

4. 计算用闪烁能谱仪测量的^{60}Co γ 射线能谱中康普顿连续谱的能量范围。

5. 用闪烁探测器测量^{65}Zn 的 γ 射线的能量，已知 $E_\gamma = 1.18$ MeV。若全能峰出现在7.5 V，求反射峰和康普顿边缘的位置。

6. 计算用 NaI(Tl)闪烁谱议测量^{24}Na 2.76 MeV γ 射线的能谱图上，康普顿边缘与单电子逃逸峰之间的相对位置。

7. 能量为 2 MeV 的 γ 光子在探测器中接连发生两次康普顿散射后，从探测器中逃逸出去，如果两次散射的散射角分别为 30°和 60°，求在探测器中吸收的反冲电子的能量是多少？如果把先后两次散射的散射角交替一下，答案是否发生变化？

8. 用一个 NaI(Tl)闪烁探测器和一台定标器对^{137}Cs 的 661 keV 的 γ 射线进行计数测量，若光电倍增管输出端的电容为 20 pF，光电转换率为 10%，定标器的灵敏度为 0.2 V，求 GDB 所需要的最小放大系数。

9. 闪烁探测器光电倍增管输出端电容 $C = 30$ pF，在下列情况下，估算阳极收集的电荷和最大输出脉冲幅度的大小($R \to \infty$时)：① 能量为 1 MeV 的 α 粒子和质子停止在 NaI(Tl)晶体中；② 能量为 1 MeV 的 α 粒子和质子停止在蒽晶体中。假定 NaI(Tl)晶体对能量为 1 MeV 的质子和 α 粒子的发光效率分别为 8.4%和 3.4%，而蒽晶体为 2%和 0.5%，NaI(Tl)发射光谱的

平均波长为 4 100 Å 而蒽为 4 700 Å，光电倍增管的光阴极光收集效率为 50%，光电转换效率为 8%，光电倍增管的放大系数为 10%。

10. 在下列条件下，从 NaI(Tl)闪烁探测器光电倍增管的阳极，得到的脉冲幅度是多大？假设 1 MeV 的电子将其全部的能量都损失在闪烁体中，NaI 晶体的发光效率为 8%，闪烁光子的平均能量为 3 eV，光阴极收集光的效率是 50%，光阴极平均量子效率是 20%，有 80%的光电子可以到达第一打拿极，并假设光电倍增管有 10 级放大，每级的放大倍数 $\delta=2.5$，阴极负载电阻是 100 kΩ，而阳极电容为 100 pF。

11. 设 NaI(Tl)闪烁探测器的输出回路，$RC=2\tau$，$C=20$ pF，求：

(1) R 应取何值？

(2) $RC\to\infty$ 时，输出脉冲的幅度。

(3) 输出脉冲的宽度(脉冲宽度等于最大幅度的 1/10 处的全宽度)。

(4) 若 $RC=10\tau$，估算输出脉冲幅度的最大幅度值 V_m。

12. 用 NaI(Tl)闪烁探测器测量 ^{137}Cs 的 0.661 MeV 的 γ 射线能谱. 若已知光电倍增管的光收集效率为 0.35，量子效率为 0.22，光电子的收集效率为 1，第一打拿极倍增系数 $\delta_1=25$，其余各极的倍增系数 $\delta=6$，并认为闪烁体的本征能量分辨率 $\eta_2=4\%$，光电转换效率的偏差对能量分辨率的影响 $\eta_T=4\%$，试计算探测器的能量分辨率。

13. NaI 在 0.5 MeV 时对 γ 射线的质量吸收系数是 0.095 5 cm^2/g，求厚度为 2.54 cm 的 NaI 闪烁探测器在此能量的固有总探测效率。如果在同一能量的光电比是 40%，则固有峰值效率是多大？

14. 一个只有十个倍增级的光电倍增管，每个打拿极的放大倍数都随 V 变化，V 是两个打拿极之间的电位差，如果光电倍增管的工作电压为 1 000 V，要求放大倍数的变化小于 1%，允许电压变化范围是多少？

15. 一个发射级联 γ 射线的放射源每次衰变有 100%的产额，而且级联 γ 射线之间在方向上没有角关联，假定把放射源放置在距一个圆柱型探测器 10 cm 的轴线上，圆柱探测器的半径为 5 cm，探测器对 γ_1 的固有峰值效率为 50%，对 γ_2 的固有峰值效率为 30%：

(1) 如果源强很低，偶然符合可以忽略不计，计算在脉冲高度谱中相加峰下的计数与 γ_1 全能峰下的计数之比。

(2) 如果源强为 100 kBq，计算求和峰下的计数效率，如果探测器的分辨时间为 3 μs，由于 γ_1 和 γ_2 之间的偶然符合所产生的额外计数率是多少？

第 7 章　切伦科夫计数器与穿越辐射探测器

7.1　切伦科夫计数器的组成和工作原理

切伦科夫辐射是前苏联物理学家切伦科夫(Pavel Cherenkov)于 1934 年首先在实验上发现的。他发现当带电粒子穿过均匀透明介质时,当其速度大于光在该介质中的相速度时会发出微弱的可见光。这种光被称为切伦科夫辐射。1937 年弗兰克(Ilya Frank)和塔姆在经典电磁理论的基础上做了详细的理论计算和解释。

和闪烁探测器一样,直到 1947 年 8 月使用光电倍增管作为光子探测器来收集切伦科夫辐射以后,切伦科夫探测器才迅速发展起来,在高能物理实验中起到了一定的作用。1955 年发现反质子的实验中使用了切伦科夫探测器。1974 年丁肇中先生发现 J/Ψ 粒子所用的双臂谱仪,用了若干个气体阈式切伦科夫探测器。随着高能物理实验的迅速发展,切伦科夫探测器也有很大发展,可以对高能粒子的运动方向、速度和种类进行精确的选择,成为高能物理实验中一种重要的探测装置。

7.1.1　切伦科夫辐射

当高能带电粒子匀速穿过均匀透明的介质时,如果其速度超过光在该介质中的相速度,即 $v>c/n$ 或 $\beta>1/n$ 时,粒子将发射微弱的电磁辐射,称为切伦科夫辐射。切伦科夫辐射的阈特性和方向性是与入射粒子的速度 β 密切相关的。产生和记录切伦科夫辐射的装置称为切伦科夫探测器。

当带电粒子沿一定方向射入均匀透明介质做匀速运动时,如图 7.1.1 所示,带

电粒子的电场对介质中的分子、原子的电磁相互作用，使介质的原子或分子发生瞬时极化。带电粒子通过后，这些被极化的介质原子或分子立刻退极化，于是就辐射出电磁波。但是，切伦科夫辐射并不是由个别原子或分子退极化而直接发射的电磁波，而是许多退极化的原子或分子发射的电磁波相干加强的总效应。因此这些退极化的原子或分子必须是相干光源，这就要求带电粒子的运动必须是匀速运动，速度必须大于光在介质中的相速度。因为只有匀速运动的粒子，造成介质各原子或分子的极化才是相同的，从而在退极化时产生的辐射才是相干辐射。同时只有粒子速度 $v>c/n$ 或 $\beta>1/n$ 时，介质各原子或分子退极化发出的辐射，才会在一定方向上由于相位相同而相互加强，从而在这特定方向上看到切伦科夫辐射。当 $v<c/n$ 时，介质各原子或分子退极化发出的辐射因相位的差异，而彼此干涉相消，看不到切伦科夫辐射。所以说，切伦科夫辐射的产生类似于超声速飞机在空气中产生的马赫波。

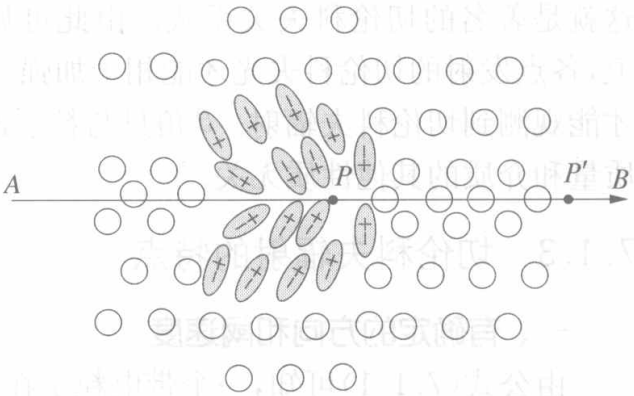


图 7.1.1　带电粒子穿过透明介质时引起原子极化示意图

7.1.2　切伦科夫辐射的产生

根据惠更斯原理分析切伦科夫辐射产生的条件(图 7.1.2)。设切伦科夫辐射的方向与带电粒子运动方向成 θ 角，时间 $t=0$ 和 $t=\Delta\tau$ 时，粒子所在的位置分别是 A 点和 B 点。在 AB 中由 P_1、P_2、P_3……所发出的波彼此互相加强而形成的平面波前记做 BC。当切伦科夫光由 A 点传播到 C 点时，带电粒子已由 A 点运动到 B 点。显然，切伦科夫光干涉加强的条件为：光波从 A 点传播到 C 点所用的时间必须等于带电粒子从 A 点运动到 B 点的时间 $\Delta\tau$。如果粒子以速度 v 做匀速运动，则 $v=\beta c$。已知光在介质中传播的速度为 c/n，则在时间 $\Delta\tau$ 内粒子穿过的距离 $AB=v\Delta\tau=\beta c\Delta\tau$，切伦科夫光所传播的距离 $AC=\dfrac{c}{n}\cdot\Delta\tau$。由于光传播的方向 AC 与波前

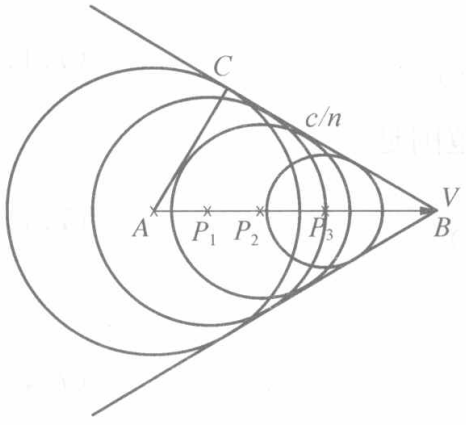


图 7.1.2　切伦科夫辐射

BC 垂直，ABC 是直角三角形，所以有

$$\cos\theta=\frac{AC}{AB}=\frac{(c/n)\cdot\Delta\tau}{\beta c\cdot\Delta\tau}=\frac{1}{n\beta} \tag{7.1.1}$$

这就是著名的切伦科夫关系式。由此可见，只有在满足公式(7.1.1)的 θ 角方向上，各点发射的切伦科夫光才能相干加强，即只有在与粒子运动方向成 θ 角方向上才能观测到切伦科夫辐射。θ 角只与粒子速度 v 和介质的折射率 n 有关，与粒子的质量和介质的其他性质无关。

7.1.3 切伦科夫辐射的特点

一、有确定的方向和阈速度

由公式(7.1.1)可知，一个带电粒子在某一点的切伦科夫辐射是以这点为顶点的一个光锥，这个光锥的轴就是粒子运动的方向，光锥的张角为 2θ(图 7.1.3)。因介质的折射率与波长有关，所以切伦科夫辐射角也与波长有关，公式(7.1.1)可写为

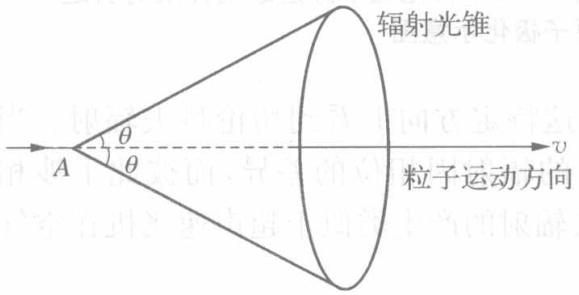


图 7.1.3 切伦科夫光锥

$$\cos\theta(\lambda)=\frac{c/n(\lambda)}{v}=\frac{1}{n(\lambda)\beta} \tag{7.1.2}$$

$n(\lambda)$是介质的折射率，$c/n(\lambda)$是光在介质中的相速度，$\beta=v/c$ 是入射粒子的相对论速度。可见切伦科夫辐射是有方向性的，θ 角与粒子速度有关，测出 θ 角，就可以确定带电粒子的速度。因介质的折射率 $n(\lambda)>1$，$n(\lambda)\beta>1$，所以 θ 永远是锐角，即带电粒子产生的切伦科夫辐射是永远向前的。切伦科夫辐射角为

$$\theta(\lambda)=\arccos\frac{1}{n(\lambda)\beta} \tag{7.1.3}$$

在一定的介质中，对于不同速度的粒子，θ 的变化范围是

$$0<\theta<\arccos\frac{1}{n(\lambda)} \tag{7.1.4}$$

当 θ 为最小辐射角，即 $\theta=0$ 时，有

$$\beta_{\mathrm{T}}=\frac{1}{n(\lambda)} \tag{7.1.5}$$

此时还不能产生切伦科夫辐射，因此 β_{T} 是产生切伦科夫辐射的阈速度，只有

当粒子速度大于阈速度 $\beta>\beta_T$ 后才能产生切伦科夫辐射。随着入射粒子速度的增加，θ 角也随之逐渐加大，当 $\beta\to1$ 时，θ 角达到最大：

$$\theta_{max}=\arccos\frac{1}{n(\lambda)} \tag{7.1.6}$$

称为最大辐射角。

将式(7.1.5)的阈速度代入相对论能量公式：

$$E=\gamma E_0=\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}E_0 \tag{7.1.7}$$

则阈动能为

$$E_T=E-E_0=E_0\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta_T^2}}-1\right)=E_0\left(\frac{1}{\sqrt{1-\frac{1}{n^2}}}-1\right)=E_0\left(\frac{n}{\sqrt{n^2-1}}-1\right) \tag{7.1.8}$$

表 7.1.1 给出了一些切伦科夫辐射介质的折射率、最大辐射角。

表 7.1.1　常用切伦科夫辐射介质的性质

介　质	折射率 n	最大辐射角 θ_{max}	N[光子数/cm]
氢	1.000 140	0°57′	0.13
氦	1.000 035	0°29′	0.03
二氧化碳	1.000 410	1°38′	0.40
气凝硅胶	1.025～1.075	11°22′	19.0
水	1.33	41°15′	213
有机玻璃	1.49	47°51′	269
铅玻璃	1.76	55°23′	332

二、辐射光谱是从紫外光到可见光的连续谱

根据弗兰克和塔姆的理论计算，切伦科夫辐射是连续谱。电荷为 z 的带电粒子在单位长度的介质中产生切伦科夫辐射的能量为

$$\frac{dW}{dl}=\frac{z^2e^2}{c^2}\int_{n\beta>1}\left(1-\frac{1}{n^2\beta^2}\right)\omega d\omega \tag{7.1.9}$$

其中 $\omega=2\pi c/\lambda$ 是辐射频率，λ 是波长，$n\beta>1$ 是产生切伦科夫辐射的条件。因为 $\cos\theta=1/n\beta$，所以 $1-\frac{1}{n^2\beta^2}=\sin^2\theta$，代入式(7.1.9)，则有

$$\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}l}=\frac{z^2e^2}{c^2}\int_{n\beta>1}\sin^2\theta\frac{2\pi c}{\lambda}\mathrm{d}\frac{2\pi c}{\lambda}=-4\pi^2z^2e^2\int_{n\beta>1}\sin^2\theta\frac{1}{\lambda^3}\mathrm{d}\lambda \quad (7.1.10)$$

可见切伦科夫辐射随波长减小，辐射能量很快增加，波长越短，能量越大，辐射越强。这与实验符合得很好。在X射线区，虽然波长更短，但因为 $n<1$，$\beta<1$，不满足 $n\beta>1$，所以不会产生切伦科夫辐射。假如粒子穿过介质的总长度为 L，则它所辐射的总能量为 $\int_0^L\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}l}\mathrm{d}l$。

三、辐射光量很微弱

设在单位长度辐射体上辐射出波长在 λ_1 和 λ_2 之间的光子数为 N，假设在该波段范围内折射率与波长无关，则

$$N=\frac{\mathrm{d}W/\mathrm{d}l}{h\bar{\nu}}=\frac{\mathrm{d}W/\mathrm{d}l}{hc/\lambda}=-\frac{4\pi z^2e^2}{hc}\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\sin^2\theta\frac{\mathrm{d}\lambda}{\lambda^2}=\frac{4\pi z^2e^2\sin^2\theta}{hc}\left(\frac{1}{\lambda_2}-\frac{1}{\lambda_1}\right)$$

已知

$$\alpha=\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar c}=\frac{e^2}{2\pi hc}=\frac{1}{137},\quad \varepsilon_0\sim1$$

所以

$$N=\frac{2\pi z^2}{137}\sin^2\theta\left(\frac{1}{\lambda_2}-\frac{1}{\lambda_1}\right) \quad (7.1.11)$$

此式表明光强 N 与辐射角 θ 有关，即与 $n\beta$ 有关，n 大，β 大，光的强度大；光的强度还与 z^2 成正比，多电荷粒子的切伦科夫辐射强。

实际上，这一光产额是很弱的。我们做一个估算。如果 $z=1$，取 $\lambda_1=7\,000$ Å，$\lambda_2=4\,000$ Å，则光产额为

$$N=\frac{2\pi z^2}{137}\sin^2\theta\left(\frac{1}{4\,000}-\frac{1}{7\,000}\right)\approx490\sin^2\theta \quad (\text{光子/cm}) \quad (7.1.12)$$

对一个大气压的空气，$n=1.000\,29$，入射粒子的速度 $\beta\sim1$，代入上式，$N=0.28$ 光子/cm。若介质是 $n=1.5$ 的有机玻璃，入射粒子的速度 $\beta\sim1$，代入上式也才有272光子/cm。只考虑可见光部分，设光子的平均波长为5 000 Å，则 $h\bar{\nu}=\frac{hc}{\lambda}=\frac{12\,400}{5\,000}=2.5$ (eV)，与 N 相对应的粒子在单位长度介质中所辐射的能量为 $\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}l}=$

$N \cdot h\bar{\nu} = 272 \times 2.5 = 680$ (eV/cm)。切伦科夫辐射对粒子能损而言是不重要的，例如，对速度 $\beta \sim 1$ 的单电荷粒子，在气凝硅胶(Aerogel)中的切伦科夫辐射能损为～0.3 keV/cm(而粒子的电离能损为～400 keV/cm)。对有机玻璃辐射介质，切伦科夫辐射能损为～4 keV/cm(而电离能损为～2 300 keV/cm)。

切伦科夫辐射产生的光子数很少，而且紫外光子数目较多(根据式(7.1.11)，把灵敏波长从 4 000 Å 延伸到 2 500 Å，则 N 可以增加约 2.4 倍)，所以切伦科夫探测器设计中要提高光的传输和收集效率，光子探测器的响应尽可能的移向紫外。增加辐射介质的长度，可以增加产生的光子数。必须指出，由于介质色散的影响，扩大测量波长范围将会由于色散而导致切伦科夫辐射角 $d\theta/d\lambda$ 增大，从而限制探测器分辨率的提高。图 7.1.4 给出不同折射率 n 下辐射强度 N 与粒子速度 β 的关系曲线。对常用光电倍增管有典型值 $N = 100\sin^2\theta$ 光子/cm；选用对可见光和近紫外光灵敏的光子探测器，典型值为 $N = 300\sin^2\theta \sim 180\sin^2\theta$ 光子/cm。

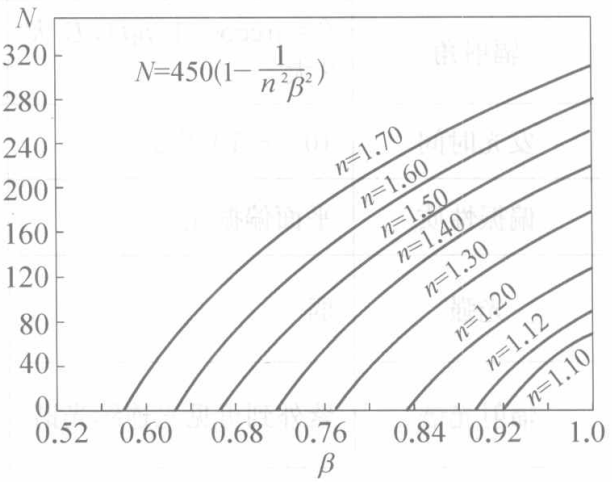


图 7.1.4　不同折射率下单位长度辐射体产生的切伦科夫辐射光子数(400～700 nm)与粒子速度的关系

四、发光时间短

光脉冲时间响应快，由于辐射产生不存在时间延迟，所以光脉冲的持续时间大约等于粒子穿过辐射体的时间。光脉冲持续时间由辐射体大小和它的表面特性以及光探测器的时间特性决定，对线度为 1 cm 的辐射体，光脉冲本征持续时间～10^{-11} s。它比闪烁体的闪烁荧光(有一个衰减时间)的持续时间要短，而且统计涨落较小。所以切伦科夫探测器的时间分辨主要取决于光子探测器的时间特性，如光电倍增管的渡越时间的涨落。

五、平面偏振光

切伦科夫辐射是许多子波在一定方向上相干叠加而成的，所以必定是平面偏振光。其电矢量在切伦科夫辐射方向和粒子运动方向所组成的平面内振动。

六、切伦科夫辐射与韧致辐射和荧光的差别

切伦科夫辐射强度很弱，测量时必须利用切伦科夫辐射的特点，与韧致辐射和荧光区别开来。切伦科夫辐射与韧致辐射和荧光在发光机制上有本质的不同，由上述讨论，现将三者的差别归纳为表 7.1.2。

表 7.1.2 切伦科夫辐射与韧致辐射和荧光的差别

	切伦科夫辐射	韧致辐射	荧 光
产生条件	带电粒子 $V > c/n$，匀速	加速度越大，辐射越强	与粒子运动形式无关
辐射体	均匀透明，只与 n 有关	与原子序数 Z^2 成正比	荧光物质
辐射角	$\theta = \arccos(1/n\beta)$，$E$ 大 θ 大	$\langle\theta\rangle \approx mc^2/E$，$E$ 大 θ 小	各向同性
发光时间	$10^{-9}\sim10^{-11}$ s	——	$10^{-7}\sim10^{-9}$ s
偏振性质	平面偏振光	偏振光	非偏振光
光强	弱	最强	大于切伦科夫光～100 倍
辐射光谱	紫外到可见光连续光谱	X 射线	可见光，线光谱或带光谱
产生机制	介质极化退极化辐射在一定方向上相干叠加	快速带电粒子速度变化辐射	闪烁体原子激化退激化辐射

7.1.4 切伦科夫探测器的组成

切伦科夫探测器由切伦科夫辐射体、光的传输和收集系统以及光子探测器三部分组成。

一、辐射体

为了得到合适的辐射角，应该选择合适的辐射体。图 7.1.5给出了不同折射率 n 下辐射角 θ 与粒子速度 β 的关系曲线(根据公式(7.1.1)计算得到)。选用的辐射体应具备：透明(对光子探测器响应的波长的光的吸收尽量小)，电离损失尽可能小(电离损失将造成粒子的减速，引起辐射角的变

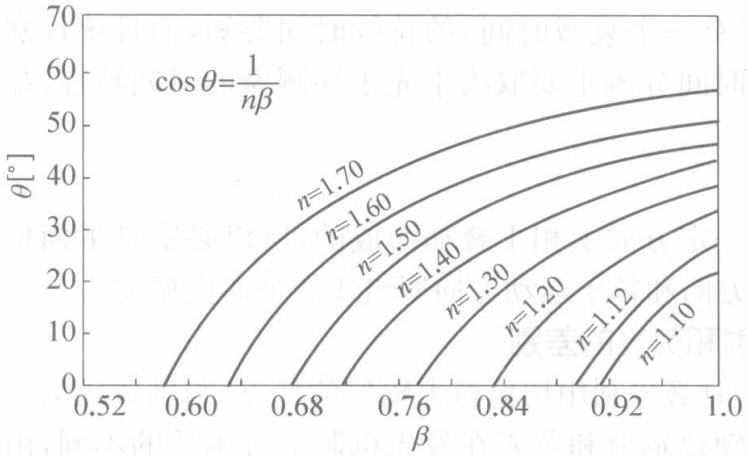


图 7.1.5 不同折射率下的辐射角与速度的关系

小),无荧光或尽可能低的荧光发射(荧光发射成为切伦科夫光子的背景)。此外,还要求介质的光学色散小,介质的色散将引起辐射角 θ 的散开。这种散开可以用下式来估算:

$$\left.\begin{aligned}\Delta\theta_{\text{色散}} &= \frac{n(\lambda)-1}{n(\lambda)\nu\tan\theta(\lambda)}\\ \nu &= \frac{n(\lambda)-1}{n(\lambda_1)-n(\lambda_2)}\end{aligned}\right\} \tag{7.1.13}$$

λ 是光子探测器响应的波段(λ_1,λ_2)的平均波长,ν 是表征介质色散的特征参数。表 7.1.3 给出了一些介质的色散参数 ν。

表 7.1.3　一些常用气体介质的光学色散参数

气　体	不同波长的折射率 $(n_0-1)\times10^6$(1 atm,20 ℃) $\lambda_1=2\,800$ Å　$\lambda_2=3\,500$ Å　$\lambda_3=4\,400$ Å			光学色散 ν
He	33.27	32.90	32.67	54.5
Ne	64.07	63.37	62.85	52.2
H_2	146.6	135.3	132.0	15.7
N_2	294.8	287.0	282.0	22.5
CH_4	447.8	430.3	419.7	15.3
CO_2	447.1	433.3	427.9	19.5
SF_6	739.9	727.3	719.4	35.5

切伦科夫辐射体可以是气体、液体和固体,根据对折射率的不同要求,可以选用不同状态的辐射介质。

(1) $1.0\leqslant n\leqslant1.13$,可以选用低于临界点的各种气体,或者选用某些液化气体,如液氢($n=1.11$)和液氖($n=1.13$)就是常用的兼做靶的辐射介质。

(2) $1.13\leqslant n\leqslant1.35$,可采用高于临界点的气体。

(3) $1.28\leqslant n\leqslant1.33$,可采用高密度的碳的氟化物,它们具有色散低,对紫外光透明度好的优点。

(4) $n\geqslant1.33$,有液态介质,如轻的碳氢化合物,水及水和甘油混合物。

(5) $n\geqslant1.46$,有固态介质,如石英玻璃、玻璃和有机玻璃等。

气体的折射率较小,可通过调节气压来改变。当气压不很高时,可以用下式来近似:

$$(n-1)=(n_0-1)P \tag{7.1.14}$$

n_0 是在工作环境温度下 1 个大气压的气体所对应的折射率，P 是介质的工作压力（单位为 atm）。

气凝硅胶是一种很好的辐射介质，它是由很细的 SiO_2 粉末和空气（氮）凝聚的一种非均匀介质。当 SiO_2 颗粒和气泡的大小与切伦科夫光的波长相比小得多时，其性能和均匀介质一样。它的折射率和密度 $\rho(g/cm^3)$ 有如下关系：

$$n=1+(0.21\pm0.02)\rho \tag{7.1.15}$$

通过改变它们的配料成分和压缩因子，可以调节气凝硅胶的折射率。气凝硅胶的折射率范围为 1.007～1.13，与高气压的气体相当，但是不需要特殊的容器，使用简单安全。气凝硅胶（Aerogel）的折射率正好填补了液体、固体和气体间的空缺。

二、切伦科夫光的传播和收集

由于切伦科夫辐射非常弱，所以对光的传播、收集要求比闪烁计数器的高。切伦科夫辐射非常微弱，要求辐射体透明度好，以减少吸收，并采用透紫石英窗或增强透过率的其他措施，相当于一个很精密的适用于紫外光区域的光学系统。

切伦科夫光在辐射体内传播时，它的一部分被吸收，服从指数衰减规律：

$$N=N_0e^{-\mu x} \tag{7.1.16}$$

在辐射体界面上，切伦科夫光将发生折射、全反射、镜反射或漫反射。

对全吸收切伦科夫探测器，辐射体外包铝箔或镀一层铝作为反射层，使辐射在辐射体及反射体界面上多次反射，然后进入光子探测器。也可以采用加氧化镁或氟化镁，形成漫反射。这两种办法对紫光的反射率都很高。

对气体辐射体，可以利用切伦科夫辐射的方向性，采用各种反射镜收集。球面镜光学像差最小，故采用最多。

球面镜起聚焦作用。切伦科夫辐射经球面镜反射后，在球面镜焦平面上形成光环，其半径为

$$r=f\cdot\tan\theta=\frac{R}{2}\tan\theta \tag{7.1.17}$$

其中 f 是球面镜焦距，R 是球面镜曲率半径。用球面镜把各点产生的切伦科夫光聚焦起来，把光子探测器放在球面镜的聚焦平面上，可以大大提高切伦科夫光的收集效率。图 7.1.6 是球面镜聚焦原理图。设带电粒子沿曲率半径为 R 的球面镜轴线方向入射，在 A_1、O、A_2 三点产生切伦科夫辐射。O 点为球面的中心，O 点发射的切伦科夫辐射光经球面镜反射，其反射光和入射光重合，方向相反。A_1 点发

出的切伦科夫辐射光经球面镜反射，其反射光与 OO' 交于 P 点。A_2 点发出的切伦科夫辐射光经球面镜反射，其反射光与 OO' 交于 Q 点。由图可见：

$$OP=\frac{R}{2\cos\Delta},\quad OQ=\frac{R}{2\cos i}$$

在气体辐射体中，辐射角 θ 很小，一般为几度。而 $\theta>\Delta$，$\theta>i$，近似有 $\cos\Delta\approx1\approx\cos i$，所以，$OP=OQ=R/2$，$P$、$Q$ 交于一点。推广到粒子穿过辐射体所经整个路程，只要辐射体不太长，反射光都交于 P 点。将该图绕 OO'' 轴旋转一周，就得到实际的立体图像，切伦科夫辐射经球面镜反射，在焦平面上形成半径为 r 的环像，$r=PP'=\frac{R}{2}\tan\theta$，即公式(7.1.17)。

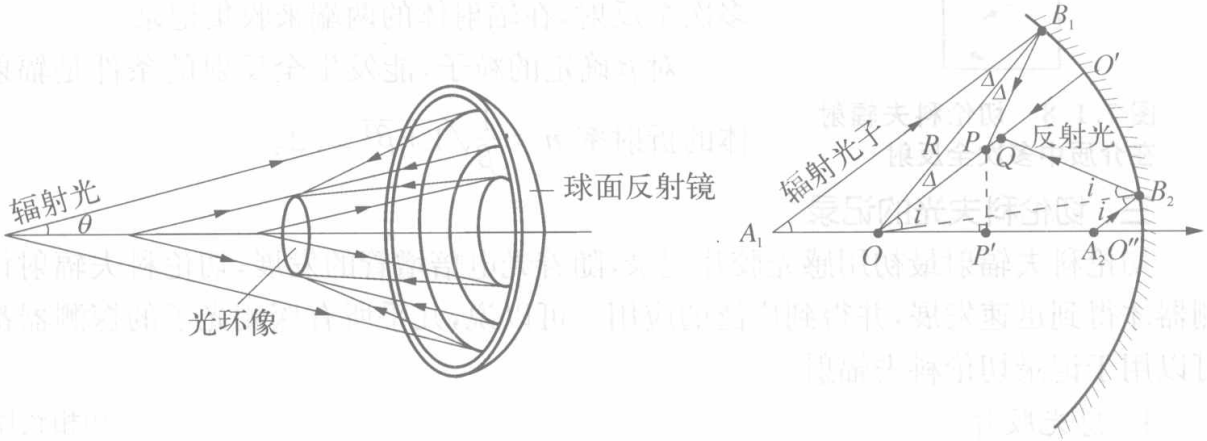


图 7.1.6　球面镜对切伦科夫辐射的聚焦作用

除了球面镜外，还可用抛物面镜、平面镜、柱面镜等。最常用的是球面镜，因为球面镜的像差最小。要求反射镜的反射率高，吸收少。一般镀铝，铝对紫外光有很高的反射系数(对波长为 280 nm 紫外光，铝的反射率为 92.3%，银的反射率为 25.2%)，再覆盖适当厚度($\sim\lambda/2$)的氟化镁(MgF_2)保护层以增强镜面的反射率。

把曲率半径较小的球面镜斜放，可在气体容器壁附近形成半径相当小的环像便于光子探测器记录，如图 7.1.7 所示。

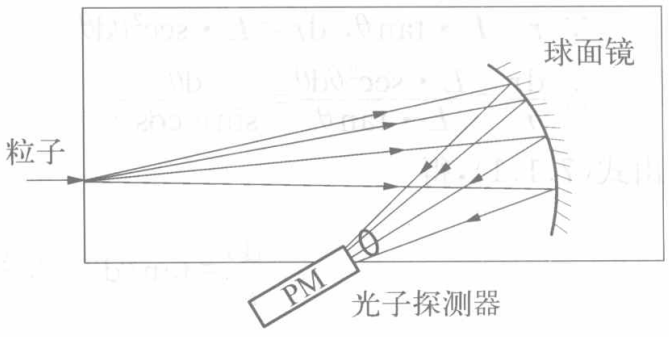


图 7.1.7　斜放球面镜收集辐射

我们还可以利用介面对切伦科夫全反射选择一定速度的粒子。假设切伦科夫辐射是从扁平的折射率为 n 的辐射体射向空气，则光子从

光密介质入射到光疏介质中发生全反射的条件是：入射角 θ 大于临界角 θ_c。$\theta=\arccos\frac{1}{n\beta}$，$\theta_c=\arcsin\frac{1}{n}$，即 $\arccos\frac{1}{n\beta}>\arcsin\frac{1}{n}$，经计算有

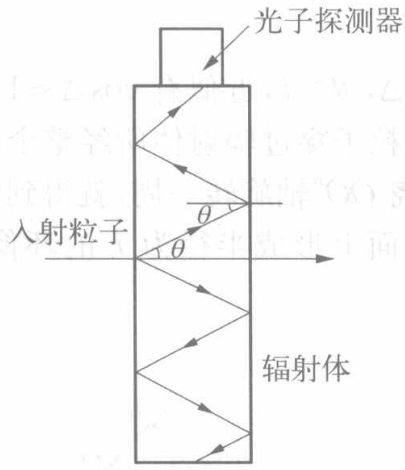


图 7.1.8　切伦科夫辐射在介质中多次全反射

$$\beta>\sqrt{\frac{1}{n^2-1}} \tag{7.1.18}$$

我们把 $\beta_0=\sqrt{\frac{1}{n^2-1}}$ 称为发生全反射的阈速度。由于入射角大于或小于临界角时，透过介质的辐射强度有很大变化，可以利用这种性质来选择发生全反射的粒子。如图 7.1.8 所示，在扁平辐射体中利用多次全反射，在辐射体的两端来收集记录。

对 β 确定的粒子，能发生全反射的条件是辐射体的折射率 $n>\frac{1}{\beta}\sqrt{1+\beta^2}>\sqrt{2}$。

三、切伦科夫光的记录

切伦科夫辐射最初用感光胶片记录，随着光电倍增管的发展，切伦科夫辐射探测器才得到迅速发展，并得到广泛的应用。可以说，几乎所有探测光子的探测器都可以用于记录切伦科夫辐射。

1. 感光胶片

从加速器引出的准直粒子束，当束流强，能散度小时，把感光胶片放在辐射体后曝光，经处理就显示出一个光环。如图 7.1.9所示，设感光胶片与辐射体的距离为 L，辐射体厚度为 t，当 $L\gg t$ 时，由光环半径 r，可定出 θ 角，进而求出粒子的速度 β。

$$\because\ r=L\cdot\tan\theta,\ \mathrm{d}r=L\cdot\sec^2\theta\mathrm{d}\theta$$

$$\therefore\ \frac{\mathrm{d}r}{r}=\frac{L\cdot\sec^2\theta\mathrm{d}\theta}{L\cdot\tan\theta}=\frac{\mathrm{d}\theta}{\sin\theta\cos\theta}$$

由式(7.1.1)，得

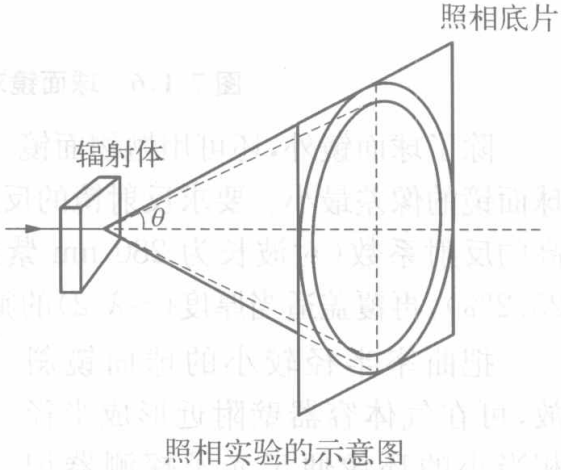


图 7.1.9　照相实验示意图

$$\frac{\mathrm{d}\beta}{\beta}=\tan\theta\mathrm{d}\theta,\ \therefore\ \frac{\mathrm{d}r}{r}=\frac{1}{\sin^2\theta}\frac{\mathrm{d}\beta}{\beta} \tag{7.1.19}$$

由光环中心定粒子运动方向，由圆环宽度 $\mathrm{d}r$ 对平均半径 r 的比值作为速度分辨率

的测量。

2. 光电倍增管

通常用光电倍增管来记录切伦科夫辐射，或通过一定的光学系统，如反射镜或透镜，将切伦科夫光聚焦到光电倍增管上进行记录。显然，光学系统本身会给切伦科夫辐射的 θ 角的测量带来一定的误差，在做精密测量时，必须对光学元件的像差和彗差进行修正。

由于切伦科夫辐射本身的特点，需选用如下光电倍增管：

(1) 透紫外、高灵敏、快响应、低噪声的光电倍增管；

(2) 微通道板(MCP)型光电倍增管；

(3) 多阳极光电倍增管，$M = 10^6$，对磁场不灵敏。

3. 固体光子探测器

常用的固体光子探测器有：电荷耦合器件 CCD(Charge-Coupled Device)，光二极管，雪崩光电二极管 APD 和可见光计数器 VLPC(Visible Light Photo Counter)。

4. 光敏气体探测器

光敏气体探测器结构如图 7.1.10 所示。光电转换和电荷倍增在气体中进行。光电转换层是低电离电位、高量子效率的负电性蒸气。常用的有：TEA (Triethylamine)，分子式为 $(C_2H_5)_3N$，电离电位 $I = 7.5$ eV；TMAE(Tetrakis-dimethylamineoethylene)，分子式为 $[(CH_3)_2N]_2C = C_5H_{12}N_2$，电离电位 $I = 5.4$ eV。位置灵敏探测器常用多丝正比室、多级雪崩室(Multi Step Avalanche Chamber，缩写为 MSAC)、微条气体室、微网格气体结构(Micro Mesh Gaseous Structure，缩写为 Micromegas)等，可以给出光电子的二维或三维坐标。

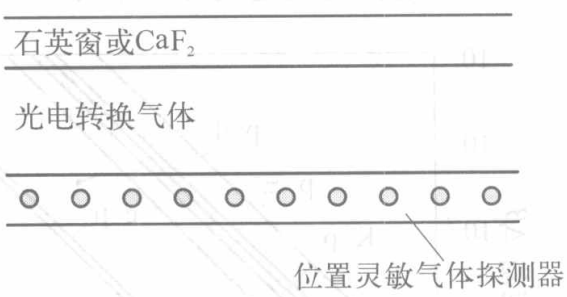


图 7.1.10　光敏气体探测器结构示意图

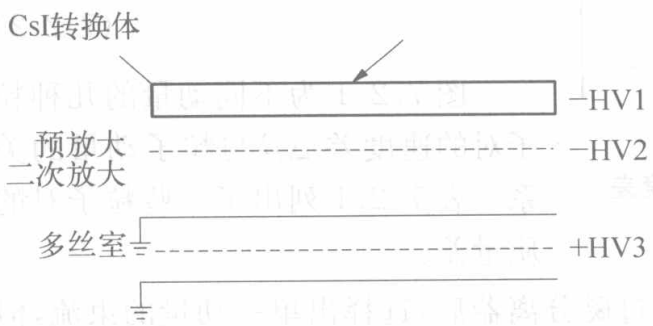


图 7.1.11　混合光探测器结构示意图

5. 混合光探测器

混合光探测器由固体光电转换体和电子倍增器组合而成，见图 7.1.11。电子倍增可以在真空器件中进行，也可以在气体探测器中进行。入射光子打在 CsI 光电转换体上发射的光电子在电场作用下进入气体预放大区，发生光电子倍增。再

进入 MWPC 进行二次放大。为了保证其良好的位置和时间特性，选用富 He 混合气体，低气压或 1 个大气压。信号被 MWPC 记录。气体放大倍数 $M>10^7$，允许计数率 10^6 Hz/mm^2。

7.2 切伦科夫计数器的类型和应用

7.2.1 粒子鉴别器

切伦科夫探测器往往和其他探测器或磁谱仪配合使用。切伦科夫探测器鉴别入射粒子种类，其他探测器测定粒子运动方向、能量等等。鉴别粒子的探测器要求速度分辨率足够好。

切伦科夫辐射与粒子运动方向成 θ 角，形成以粒子运动轨迹为轴的光锥，张角为 2θ，测定 θ，已知 n，即可求得 β。这就是切伦科夫速度选择器工作的原理。这种探测器的重要性能指标是它的速度分辨率，即探测器能分辨的最小速度差。对式(7.1.1)微分，得到速度分辨率为

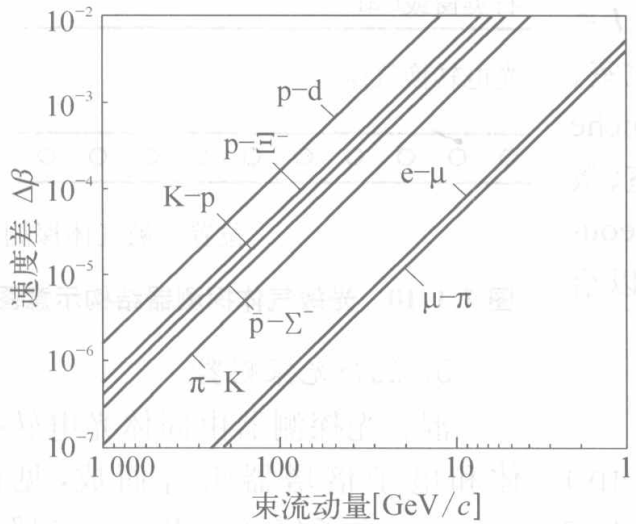


图 7.2.1 不同动量的几种粒子的速度差与动量的关系

$$\frac{\mathrm{d}\beta}{\beta}=\tan\theta\mathrm{d}\theta \qquad (7.2.1)$$

对相对论性粒子($\beta\sim1$)，在动量为 P 的束流中，质量为 m_1 和 m_2 的粒子的速度差可以由下式求出：

$$\left(\frac{\mathrm{d}\beta}{\beta}\right)_{m_1m_2}\approx\frac{(m_1^2-m_2^2)c^2}{2P^2} \qquad (7.2.2)$$

图 7.2.1 为不同动量的几种粒子对的速度差 $\Delta\beta$ 与粒子动量的关系。表 7.2.1 列出了一些粒子对的质量差。

在高能物理实验中，加速器束流经过磁分离器后，选择出单一动量的束流，但是里面包含有多种粒子，如 e、π、K、p 等，它们的质量不同，因而速度不同。由式

(7.2.2)可知，这些粒子的速度差随粒子能量的增加而减小。当能量很高时，都接近光速，速度差很小。例如300 GeV/c的K介子和π介子的速度差近似于10^{-6}，只有速度分辨率近似于10^{-7}的探测器才能将其区分开来。由公式(7.2.1)可知，要使速度分辨率高，必须使θ和$\Delta\theta$都很小。但是辐射强度与θ^2成正比，光子探测器能接收到的光强度与$\Delta\theta$成正比。因此在实际工作中必须兼顾这两方面的要求，选择合适的θ和$\Delta\theta$。

表7.2.1　一些粒子对的质量差

粒子		质量差[GeV²]	粒子		质量差[GeV²]
m_1	m_2	$m_1^2-m_2^2$	m_1	m_2	$m_1^2-m_2^2$
e	μ	0.011 2	p	Σ^-	0.553
μ	π	0.008 3	Σ^-	Ξ^-	0.312
π	K	0.224	Ξ^-	Ω^-	1.051
K	p	0.636			

对一定速度的粒子，为了达到所要求的θ角，必须选择适当折射率的辐射体。通常固体和液体的折射率大，θ角大，速度分辨率差。一般情况$\mathrm{d}\beta/\beta\sim5\times10^{-3}$，可以分辨动量为5 GeV/$c$的π和K。所以常选用气体作为辐射体，测量的速度范围可以很宽，速度分辨率可达10^{-7}，可以分辨几百个GeV/c的π和K。对于这类辐射体的要求是：无闪烁荧光，对切伦科夫辐射透射率高，按照速度分辨率的要求选择折射率合适的介质，并且色散小，即折射率随波长变化小，以提高速度分辨率。

一、阈式切伦科夫探测器

阈式切伦科夫探测器探测速度大于阈速度的粒子$\beta>\beta_T=\frac{1}{n}$产生的切伦科夫辐射。表7.2.2给出了一些辐射体的折射率和阈动能。

表7.2.2　常用辐射体的折射率和阈动能

辐射体	折射率	阈动能		
		电子[MeV]	π介子[GeV]	质子[GeV]
氦	1.000 035	61	17	112
氩	1.000 284	21	5.7	38.5
空气	1.000 293	21	5.6	38

续表

辐射体	折射率	阈动能		
		电子[MeV]	π介子[GeV]	质子[GeV]
氮	1.000 297	20	5.6	38
甲烷	1.000 441	17	4.6	31
二氧化碳	1.000 450	16	4.5	30
氟利昂	1.000 864	12	3.2	22
水	1.333	0.2	0.072 6	0.488
有机玻璃	1.50	0.175	0.047 5	0.322
铅玻璃	1.76	0.11	0.030 7	0.206

用固体和液体做辐射介质的阈式探测器的速度阈可以做得很低，如有机玻璃（$n=1.49$）的阈速度 $\beta_{阈}=0.67$，$\gamma_{阈}=1.30$。用气体做辐射介质的阈式探测器，其阈速度能够较灵活地选择，可以调节气体的压力（改变气体的密度）来调节介质的折射率（式(7.1.14)）。达到 50 atm 的乙烯，相应的 $n=1.13$，这也许就是气体阈式切伦科夫探测器能探测到的最低阈速度，$\beta_{阈}=0.88$，$\gamma_{阈}=2.15$。

阈式切伦科夫探测器常用来区分不同速度的粒子，即区分同一动量的不同质量的粒子。要求它对超过某一速度的粒子的记录效率要尽可能的高，对低于阈速度的粒子完全不记录。还要求它能有效地排斥背景信号。下面分别讨论几个主要指标。

1. 探测效率

切伦科夫计数器的探测效率主要是由光电倍增管和相关的电子学线路的探测灵敏度和切伦科夫光在光阴极上产生的光电子的平均数目 N 决定。如果我们选用好的光电倍增管，配合灵敏的电子学线路，使它们对单个光电子的记录效率为100%，那么整个探测器的效率将由光阴极的平均光电子数决定。在平均光电子数不多的情况下，光阴极发射的光电子数服从泊松分布，光阴极发射 N 个光电子的概率为：$P(N)=\dfrac{(\bar{N})^N e^{-\bar{N}}}{N!}$，不发射光电子的概率为：$P(0)=e^{-\bar{N}}$。探测效率是光阴极发射一个以上光电子的概率，则有 $\varepsilon=1-e^{-\bar{N}}$，光电倍增管收集到的光电子数为

$$N_{p.e.}=L\cdot N_0\cdot \sin^2\theta_c \tag{7.2.3}$$

这里 $N_0 = \dfrac{2\pi\alpha}{hc}\int Q_{光电}(E)\varepsilon(E)\mathrm{d}E$，$\sin^2\theta_{max} = 1 - \dfrac{1}{n^2}$，$L$ 为辐射体长度。

要提高探测效率，有如下措施：

(1) 提高光学系统的光收集效率；

(2) 选用光阴极转换效率高的光电倍增管；

(3) 选用 n 大的辐射体，气体阈式切伦科夫计数器可加大气压以增加 n；

(4) 加大辐射体长度 L。

图 7.2.2 是一个实用的气体阈式切伦科夫探测器。探测器长 5.32 m，内充氦气，工作在一个大气压下。粒子沿气罐轴向由左向右穿行，产生的切伦科夫辐射光由右端的半径为 60 cm 的斜放的球面镜会聚到单个光电倍增管上，光电倍增管的光谱响应为 180 nm～600 nm。它主要用于鉴别粒子。图 7.2.3 给出了该探测器在光电倍增管工作在不同高压下的探测效率与气体压力的关系曲线。入射粒子是动量为 50 GeV/c 的 π 介子。改变气体压力是为了获得不同的光电子数，改变光电倍增管的高压，是为了改变光电倍增管对单光电子的探测效率。

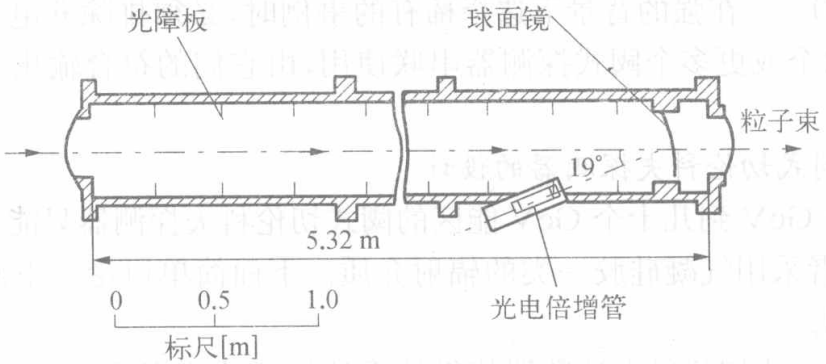


图 7.2.2　一个实用的阈式切伦科夫探测器

2. 速度分辨率

用固体和液体做辐射体，因 n 大，阈动能很低。速度分辨率 $\dfrac{\Delta\beta}{\beta} = 10^{-2}\sim10^{-3}$。对 $\gamma<5$ 的粒子，由于能量不高，一般选用固体或液体做辐射体。对能量为几十 GeV 的粒子选用气体做辐射体。速度分辨率 $\dfrac{\Delta\beta}{\beta} = 10^{-4}\sim10^{-7}$。提高介质的压力(增大折射率 n)，很容易使探测某一种粒

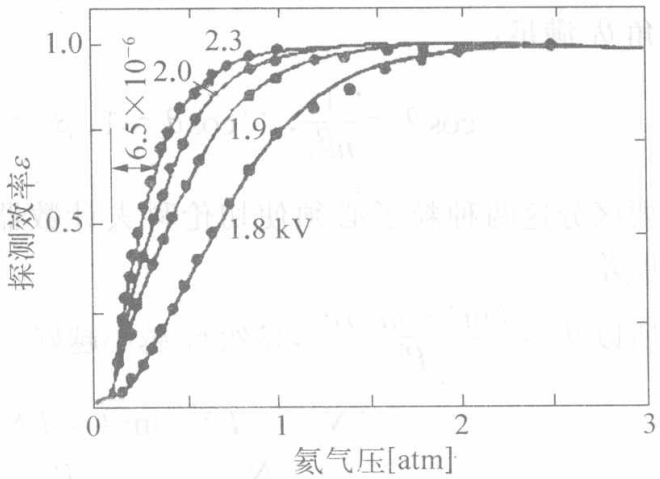


图 7.2.3　阈式切伦科夫探测器的效率曲线

子的效率达到100%。但是，具有同一动量的不同质量的粒子也将进入可探测的阈。探测器不能有效地分辨这两种粒子。图7.2.3所示的效率曲线在阈区的上升越陡，说明为了有效记录这种粒子所需的过阈的 Δn 就可以越小，另一种更重的粒子混入的可能性也越小，也就是速度分辨越好。通常定义效率从0上升到63%时相应的 $\Delta\beta$ 值（相应的 Δn 值）为阈式切伦科夫计数器的速度分辨率。由图7.2.3的效率曲线可知，当光电倍增管工作在2 300 V时，探测效率在0～63%之间变化，对应气压变化0.2 atm，对He气，$(n_0-1)=32.9\times10^{-6}$，计算得到速度分辨率 $\Delta\beta=6.5\times10^{-6}$。

阈式切伦科夫探测器的速度分辨率受辐射介质的色散（$\Delta\theta_{色散}$）、光阴极光电子数的统计涨落和光学系统的像差的限制。一般来说，可以设法加长辐射介质的长度以及提高光学系统的传输效率来改善速度分辨率。

3. 噪声和δ电子效应

除光电倍增管的噪声脉冲以外，由于带电粒子和介质原子的电子的弹性碰撞，将产生δ电子，超过阈速度的δ电子是不能忽略的一种背景。一般来讲，形成δ电子的概率为 10^{-3}。在强的背景下选择稀有的事例时，必须排除δ电子产生的假信号。通常用两个或更多个阈式探测器串联使用，由它们的符合输出来选择真正的事例。

4. 气体阈式切伦科夫探测器的设计

用于几个GeV到几十个GeV能区的阈式切伦科夫探测器只能采用气体作为辐射介质，或者采用气凝硅胶一类的辐射介质。下面简单讨论一下阈式探测器的一些设计原则。

如果设计阈式切伦科夫计数器使得较重的粒子的速度恰好在阈速度附近，意味着对应 m_2 粒子的切伦科夫辐射角 $\theta_2\sim0$。而较轻的 m_1 粒子的切伦科夫辐射角 θ_1 满足：

$$\cos\theta_1=\frac{1}{n\beta_1},\ \because\cos\theta_2\approx1,\ \beta_2=\frac{1}{n},\ \therefore\frac{\Delta\beta}{\beta}\approx2\sin^2\left(\frac{\theta_1}{2}\right)\approx\frac{\theta_1^2}{2}$$

要区分这两种粒子必须使切伦科夫计数器的速度分辨率小于这两种粒子的速度差。

所以 $\theta_1^2=\dfrac{(m_2^2-m_1^2)c^2}{P^2}$，显然 θ_1 越小越好。

$$\because N_{p.e.}=LN_0\sin^2\theta_1\approx LN_0\theta_1^2,\quad \varepsilon=1-e^{-N_{p.e.}}$$

$$\therefore L\geqslant\frac{N_{p.e.}}{N_0}\cdot\frac{P^2}{(m_2^2-m_1^2)c^2}\tag{7.2.4}$$

速度分辨的上限为：$\frac{\Delta\beta}{\beta}=\frac{\theta_1^2}{2}=\frac{N_{\text{p.e.}}}{2N_0L}$，对固定长度的切伦科夫计数器只能鉴别低于某一动量的粒子。为了得到好的速度分辨率，只有增加辐射体的长度，粒子物理实验中用的阈式切伦科夫探测器有的做得很长。图7.2.2所示的探测器，当充CO_2气体时，对20 GeV/c的π、K、p粒子混合束得到的压力曲线如图7.2.4所示。纵坐标(1－ε)代表失效率。(1－ε)～1表明探测器对所有粒子失效。结果表明，这个探测器能很清楚地把π^-，K^-和反质子区分开。随着气体压力的增加，曲线的第一个跳跃表明探测器对π^-介子探测效率的增加，第二个跳跃是进入K^-介子的阈，第三个跳跃表明进入反质子的阈。第一个平台表示对π^-介子探测效率达到～100%，第二个平台表示对K^-介子探测效率达到～100%。

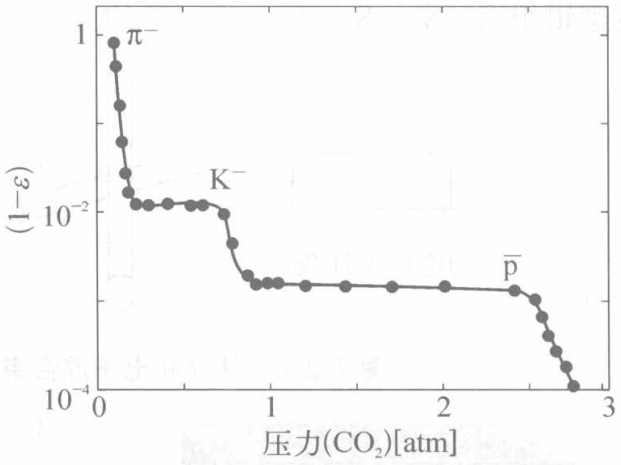


图7.2.4　一个阈式切伦科夫探测器的压力曲线

5. 阈式切伦科夫探测器应用实例

(1) 用于作用靶区的阈式切伦科夫探测器如图7.2.5所示，由8个独立的聚光镜和光电倍增管系统组成总的大接收角系统。图中虚线表示离轴的粒子产生的切伦科夫光的光路图。这个探测器可以作为8个独立的探测器用，也可以根据实验要求做一定的组合。它可以区分作用靶产生的$\pi^+\pi^-$和K^+K^-对。

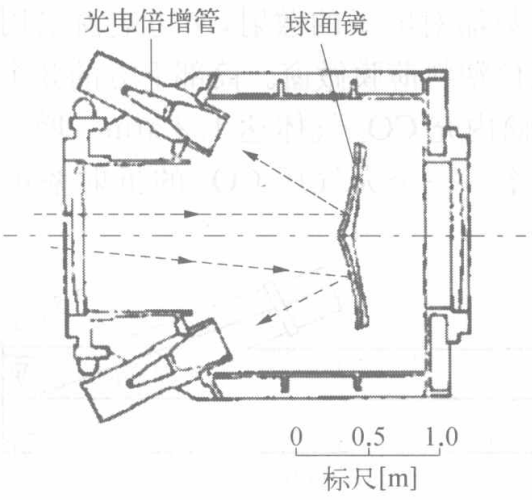


图7.2.5　一个用于作用靶区的阈式切伦科夫探测器

(2) 用于从动量相同的混合粒子束中选出某一种粒子。例如从π和电子混合束中选出电子或π。实验安排如图7.2.6所示，所用切伦科夫探测器的阈速度仅对电子灵敏。所以电子和π穿过四个闪烁计数器，都有输出信号，但是只有电子能在切伦科夫探测器中产生切伦科夫辐射，有信号输出，而π不能在切伦科夫探测器中产生切伦科夫辐射，没有信号输出。即满足逻辑组合：$S_1\cdot S_2\cdot S_3\cdot S_4\cdot C$的为电子，满

足逻辑组合：$S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot S_4 \cdot \bar{C}$ 的为 π。

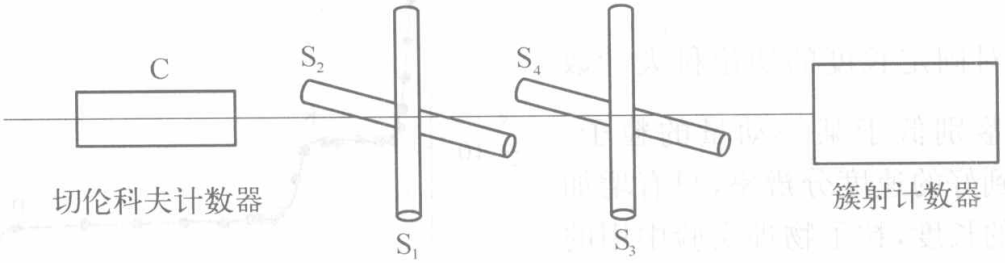


图 7.2.6　从 π 和电子混合束中选出 π 或 e 的实验安排

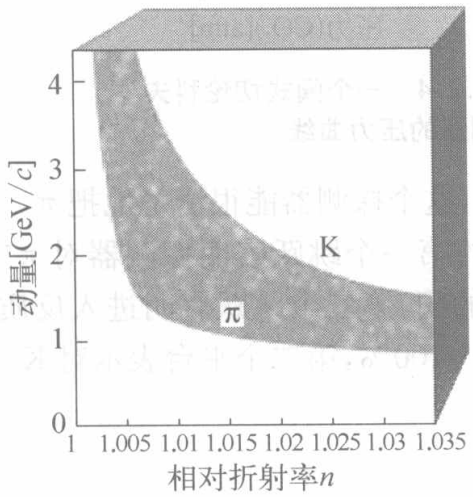


图 7.2.7　分辨 π/K 的动量与折射率关系曲线

(3) 日本 KEKB 工厂采用抗水性气凝硅胶辐射体阈式切伦科夫计数器鉴别粒子。工作原理如图 7.2.7 所示，在 $n\beta=1$ 的两条曲线以上的区域，π 介子或 K 介子可发射切伦科夫光，在两条曲线之间的区域只有 π 介子发射切伦科夫光，而 K 介子不发射。显然，n 越小，可分辨 π/K 的动量越高。

(4) 高能所电子测试束上的气体阈式切伦科夫探测器。图 7.2.8 给出的是该切伦科夫计数器的结构图。桶部是一个长为 130 cm，内径为 20.9 cm的不锈钢筒，光电倍增管放在斜叉的细筒里。反射镜与长筒的轴线成 22°角，距光电倍增管27.5 cm。为了避免荧光发射和减少 δ 电子对切伦科夫光的干扰，筒内涂黑，并加了 5 个成锥形分布的光栏。为了减少计数器对电子的散射，两边端窗采用了直径为 50 mm，厚为 0.02 mm 的不透光的黑色塑料薄膜做窗。筒部下方的 3 个突出孔安装进出气阀(靠两端的孔)和气压表。筒内充 CO_2 气体达 1.2 atm。增大气压可以防止空气进入，还可以提高气体折射率。一个大气压 CO_2 的折射率 $n_0=1.000\,414$，而气压 $P=1.2$ atm时，$n=1.000\,496\,8$。这有利于增加切伦科夫辐射的光子数，从而提高计数器的效率。为了减小反射镜对电子的散射和能损，反射镜也做了特殊设计。镜子用有机玻璃材料镀一层铝反射膜做成，

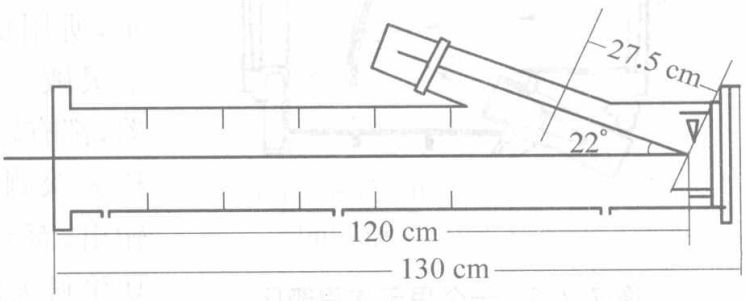


图 7.2.8　BEPC 的阈式切伦科夫计数器结构图

在中心直径 50 mm 范围内有机玻璃厚度小于 2.5 mm。为增加反射率和保护铝膜，在铝表面又镀了一层 175 nm 厚的 MgF_2 膜，这样反射镜对 174 nm～300 nm 波长范围内的光的反射率达到了 85%。在倾斜的小筒里，光电倍增管的光阴极前放一块直径为 60 mm，厚为5 mm的石英玻璃窗。为了增加光的透射率，石英窗的两面各镀一层 87.5 nm 厚的 MgF_2 膜。测量结果给出对波长为 200 nm～400 nm 的光的透过率达到 91% 以上。石英窗与光电倍增管之间为空气耦合。采用 XP2020Q 光电倍增管记录切伦科夫光信号，工作电压为2 100 V，对电子的选择效率达到(99.0+0.5)%。图 7.2.9 是用该切伦科夫计数器测得的 500 MeV/c 的 e^+ 和 π^+ 混合束的飞行时间谱。图7.2.10是闪烁望远镜触发信号，同时切伦科夫计数器也有信号，三重符合作为 TDC 的起始信号测得的 e^+ 飞行时间谱。图 7.2.11 是望远镜系统二重符合加切伦科夫计数器反符合，作为 TDC 的起始信号测得的 π^+ 的飞行时间谱。以上图中横坐标是 TDC 道数，每道为 100 ps，纵坐标是事例计数。

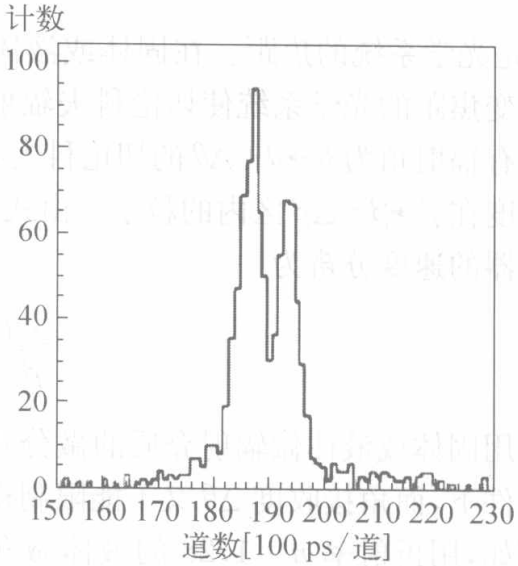


图 7.2.9　测得的 e^+ 和 π^+ 的飞行时间谱

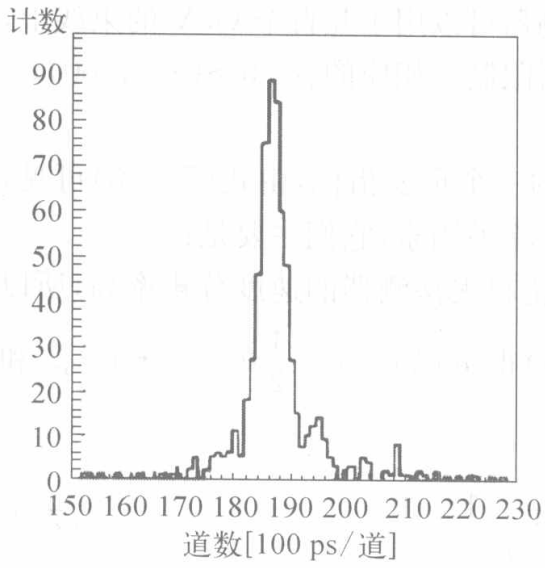


图 7.2.10　测得的 e^+ 飞行时间谱

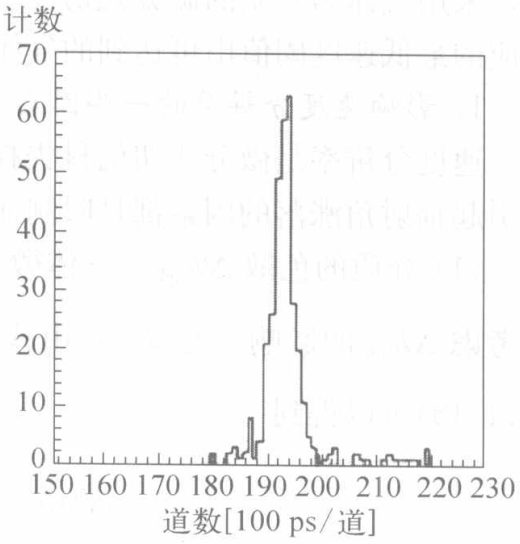


图 7.2.11　测得的 π^+ 飞行时间谱

二、微分式切伦科夫探测器

切伦科夫光是以一定角度 θ 发射的，围绕粒子运动方向的切伦科夫辐射是圆

环，利用光阑选取某一定角度的切伦科夫辐射可确定入射粒子速度。改变光阑的半径可在一定范围内对入射粒子的速度进行扫描。这就是微分式切伦科夫计数器的基本原理。

用适当的聚焦系统可以把切伦科夫光聚在系统的焦平面上，成为半径为 r 的一个环像。环像的半径：

$$r = f\tan\theta \tag{7.2.5}$$

f 是光学系统的焦距。在固体或液体辐射体的微分式切伦科夫计数器中，用一个可变焦距的光学系统使切伦科夫辐射聚焦到位于焦平面的环形光阑上进行测量。只有辐射角为 $\theta \to \theta + \Delta\theta$ 的切伦科夫光才能投射到光子探测器上，即探测器只选择速度在 $\beta \to \beta + \Delta\beta$ 区内的粒子。由式(7.2.1)可以得到这样一种微分式切伦科夫探测器的速度分辨为

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \tan\theta(\lambda)\Delta\theta \tag{7.2.6}$$

采用固体或液体做辐射介质的微分式探测器，因为通常工作在较大的辐射角 θ 的条件下，而角接收度 $\Delta\theta$ 又不能限制得太小，因此它们的速度分辨率不能做得很小。例如，用折射率 $n = 1.28$ 的液体做介质，选用 $\Delta\theta \sim 1$ mrad，可以达到的速度分辨 $\Delta\beta/\beta \leqslant 5 \times 10^{-4}$。用它只能分辨动量小于 5 GeV/$c$ 的粒子束中的 π 介子和 K 介子。采用气体为介质的微分式切伦科夫探测器可以用于几百个 GeV 的束线上，能响应的最低速度阈值由可达到的气体压力所限制。相应的 $\beta \geqslant 0.8(\gamma \geqslant 1.60)$。

1. 影响速度分辨率的一些因素

速度分辨率是微分式切伦科夫探测器的一个重要指标，由式(7.2.6)可见，任何引起辐射角涨落的因素都是限制速度分辨率的因素，它们主要是：

(1) 介质的色散 $\Delta\theta_{色散}$。气体微分式切伦科夫探测器的速度分辨率高，所以必须考虑 $\Delta\theta_{色散}$ 的影响。对 $\beta \sim 1$，由式(7.1.1)得 $n(\lambda) - 1 = \frac{1}{2}\theta^2(\lambda) + 1 - \beta$，和式(7.1.13)可以得到

$$\Delta\theta_{色散} = \frac{\langle\theta\rangle}{2\nu}\left[1 + \frac{1}{\gamma^2\langle\theta\rangle^2}\right] \tag{7.2.7}$$

式中 ν 是式(7.1.13)定义的特征参数。$\Delta\theta_{色散}$ 对速度分辨率的贡献为

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \tan\theta\Delta\theta_{色散} \approx \frac{\theta^2}{2\nu} + \frac{1}{2\nu\gamma^2} \tag{7.2.8}$$

式中 γ 是洛伦兹因子。

(2) 光学像差。采用球面镜来获得半径为 r 的环像，由于球差和彗差引起的 r 的分散 Δr 为

$$\left.\begin{aligned}\Delta r &= -\frac{1}{8}\left(\frac{d}{f}\right)^2+\frac{1}{8}\left(\frac{d}{f}\right)^2\theta\\ \Delta\theta_{像差} &= \frac{\Delta r}{f}\end{aligned}\right\} \tag{7.2.9}$$

Δr 中的第一项是球差，第二项是彗差，d 是镜子的利用直径，f 是焦距。为了得到好的速度分辨及好的角接收度，聚焦光学系统需要进行像差修正。

(3) 能量损失、散射和衍射效应。粒子动能的丢失将引起辐射角变小。对大多数介质来讲，能量损失～2 MeV/(g·cm^2)。对于密度高的介质，如固体或液体辐射体，应该考虑这种效应，通常采用改变沿途介质的折射系数来保持辐射角不变的办法。对于气体辐射介质，能量损失效应可以不考虑。另一个应该注意的是，粒子的多次散射引起粒子的离轴同样会引起切伦科夫角的散开，它可用多次散射角来表示

$$\Delta\theta_1 = \frac{E_s}{p\beta}\sqrt{t} \tag{7.2.10}$$

式中，p 为粒子的动量，β 是相应的粒子速度，E_s 是常数能量(～21 MeV)，t 是以介质辐射长度为单位的介质长度。

当要求速度分辨率很高时，光的衍射也会使辐射角加宽

$$\Delta\theta_2 \approx \frac{\lambda}{L\sin\theta} \tag{7.2.11}$$

如一个 5 m 长的微分式切伦科夫探测器，工作在 θ=25 mrad，波长为 3 500 Å 时，相应的 $\Delta\theta_2 \approx 3\times10^{-6}$ rad，造成速度分辨率的限制为 $\Delta\beta/\beta=\tan\theta\Delta\theta_2 \sim 8\times10^{-8}$。

(4) 由于外界条件，如温度、压力的变化引起介质折射率的变化。对 β 确定的粒子，辐射角 θ 随折射率 n 的变化为

$$\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}n} = \frac{1}{n\tan\theta} \tag{7.2.12}$$

所以折射率变化引起的辐射角的分散为

$$\Delta\theta_3 = \frac{\Delta n}{n\tan\theta} \tag{7.2.13}$$

对速度分辨率的影响为

$$\frac{\Delta\beta}{\beta}=\frac{\Delta n}{n} \tag{7.2.14}$$

在高分辨率的气体微分式切伦科夫探测器中，如果要求速度分辨率达到 10^{-7}，就要求介质的折射率变化小于 10^{-7}。因此必须保持气体介质在常温常压条件下，而且还要监测气体介质的折射率。

2. 固体或液体辐射体的微分式切伦科夫计数器

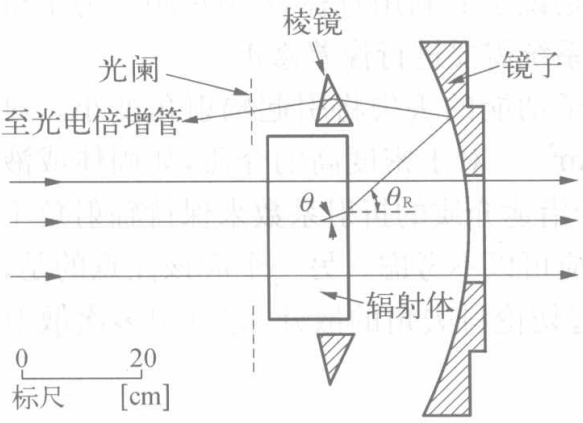


图 7.2.12　微分式液体切伦科夫探测器的光学系统

图 7.2.12 是一个典型的微分式液体切伦科夫探测器的光学系统。装有液体辐射体的容器的前窗用石英玻璃，改变辐射体的种类可以选择速度测量的范围。光学系统包括一个回转面的反射镜，在系统的焦平面处放一个环形光阑，调节缝宽，限制接收角 $\Delta\theta_R$ 以达到合适的速度分辨率。以 θ 角发射的切伦科夫光在辐射体的界面上产生折射，θ_R 和 θ 满足关系：

$$\tan\theta=\beta\tan\theta_R \tag{7.2.15}$$

由式(7.1.1)有

$$\sin^2\theta_R=n^2-\frac{1}{\beta^2} \tag{7.2.16}$$

系统中环形棱镜把反射镜反射来的光线偏转进入光阑，它的作用是补偿辐射介质的色散角 $\Delta\theta_{色散}$。仔细调节棱镜相对于镜面的位置，以接收给定速度的粒子发射的切伦科夫光。这种系统称为 DISC(Differential Isochronous Self-Collimating)型切伦科夫探测器。液体介质的 DISC 型探测器适用于动量低于 5 GeV/c 的粒子束。典型的速度分辨率 $\Delta\beta\approx5\times10^{-3}$。采用多个单元，充有递变折射率的液态介质，以保持辐射角 θ_R 为常数，消除电离能损的影响，最好的速度分辨率可达～5×10^{-4}。

3. 气体辐射体的微分式切伦科夫计数器。

为了分辨高动量粒子束(～100 GeV/c)中的 π 和 K 介子，要求 10^{-5} 的速度分辨，这只能采用气体微分式切伦科夫探测器。在这种探测器中，多次散射和能量的电离损失所造成的速度测量的不确定性可以不考虑。图 7.2.13 是一个典型的微

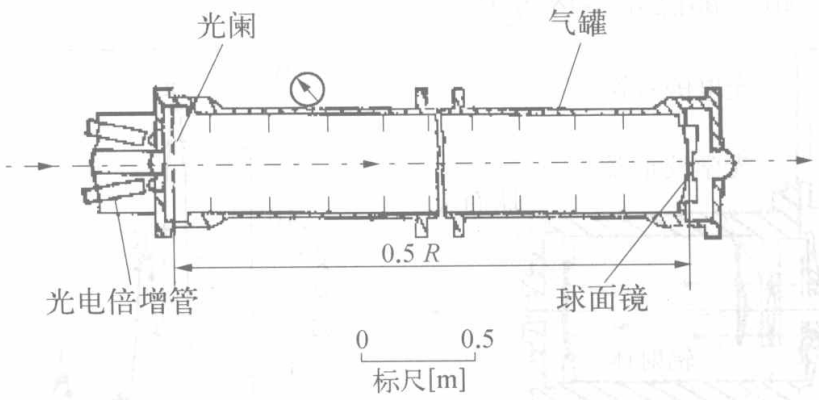


图 7.2.13　一个典型的微分式气体切伦科夫探测器

分式气体切伦科夫探测器，一般选用色散最小的 He 气做辐射体。装在气罐一端的球面镜把辐射的切伦科夫光聚焦，通过环形光阑窄缝（位于焦平面上）投射到若干光电倍增管上对通过光阑狭缝的光进行符合测量。采用小的辐射角和小的光阑窄缝（小的 $\Delta\theta$），可以得到好的速度分辨（10^{-5}）。该探测器长 10 m，$\theta=12$ mrad。在没有采用色散修正的情况下，对45 GeV/c的次级粒子束中的 π、K 介子能清楚地分辨。如果在 6 个光电倍增管中，进行 4 重符合选择，分辨率 $\Delta\beta=3\times10^{-6}$；采用 6 重符合，分辨率$\Delta\beta=2\times10^{-6}$，如图 7.2.14 所示。如果对介质的色散和光学系统像差进行校正，这种微分式气体切伦科夫探测器的速度分辨率可提高到 10^{-7}。在有些情况下（如分辨短寿命的超子），探测器的长度受到限制，为了得到足够多的光电子数，只好增大辐射角 θ。在这种情况下，由式（7.2.7）和（7.2.9）确定的介质色散和光学系统的像差就变得严重。这就要求对介质的色散和光学系统的像差进行仔细的校正。图 7.2.15(a)是 CERN 质子同步加速器的超子束中的一个气体 DISC 型切伦科夫探测器，探测器灵敏区长41 cm，$\theta=120$ mrad。如果不进行光学系统校正，几何像差将把速度分辨率限制到 2×10^{-4}，介质色散也将限制速度分辨率为 4×10^{-4}。通过仔细的光学系统的校正，可以把分辨率提高到～5×10^{-5}。图 7.2.15(b)是这个探测器对 20 GeV/c 的负粒子束的速度曲线，π^-、K^- 介子、反

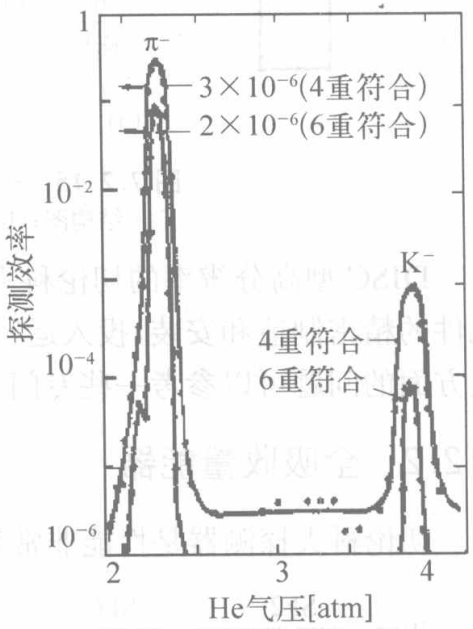


图 7.2.14　π/K 分辨的效率和气压关系曲线

质子和 Σ^-、Ξ^- 超子都能完全区分开。

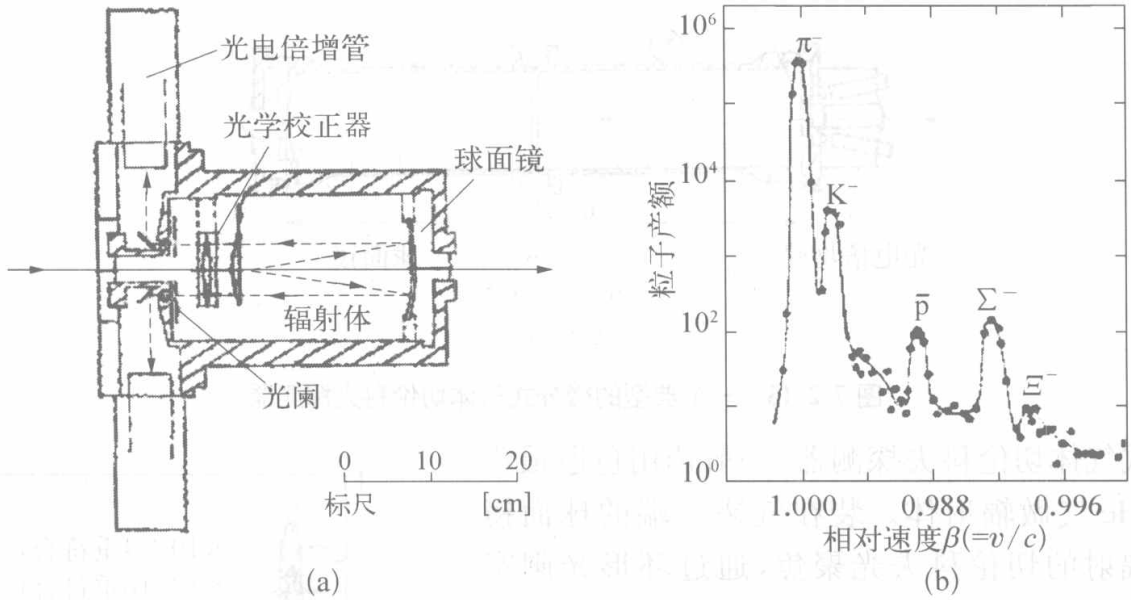


图 7.2.15　一个气体 DISC 型切伦科夫探测器
(a) 结构图；(b) 20 GeV/c 的负粒子束的速度曲线

DISC 型高分辨率的切伦科夫探测器的设计和建造涉及对紫外响应好的光学元件的精密制造和安装，投入运行后，对工作环境要进行严格的控制和监视。有关这方面的问题可以参考一些专门文献。

7.2.2　全吸收量能器

切伦科夫探测器是性能非常优异的电磁簇射量能器。高速带电粒子进入辐射体后，其能量超过介质的阈动能(式(7.1.8))就产生切伦科夫光。产生的切伦科夫总光子数即切伦科夫辐射强度与入射带电粒子能量成正比。

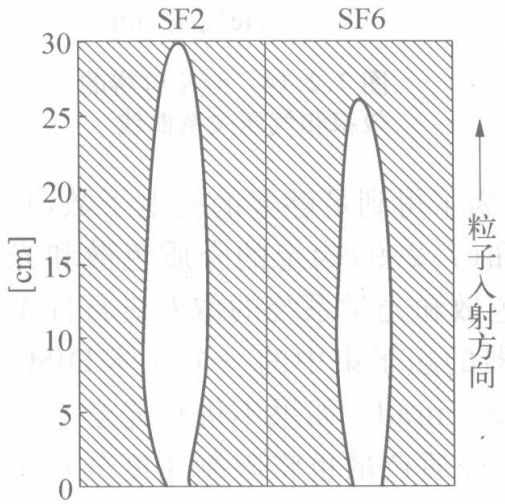


图 7.2.16　电子在 SF2 和 SF6 铅玻璃中的级联簇射图

在第 1 章已讨论过，能量为 E_0 的高能电子或 γ 射线在介质中会产生电子—光子—电子的级联过程，形成簇射。电磁簇射主要向纵向扩展，而在横向范围发展较小。图7.2.16是 800 MeV 电子在 SF2 和 SF6 铅玻璃中的级联簇射图。从图中可见簇射的纵向尺寸远大于横向尺寸，电子和光子的数目随介质深度增加。而每个光子或电子所带的能量逐渐减

小。其中能量超过阈能 $E_{阈}$ 的电子就会产生切伦科夫辐射。按簇射理论，当 $E_0 \gg E_c \gg E_{阈}$ 时，辐射强度和初始能量 E_0 有线性关系，因此通过辐射强度的测量可以确定入射粒子的能量。这里 E_c 是电子产生电磁簇射的临界能量。常用介质的临界能量见表 7.2.3。

表 7.2.3　全吸收簇射量能器的辐射体的性质

辐 射 体	折射率* n	密度 ρ[g/cm³]	辐射长度 X_0[cm]	临界能量 E_c[MeV]	γ 阈值
铅玻璃 SF5	1.67	4.08	2.54	15.0	1.25
铅玻璃 PN－123	1.73	4.70	2.10		1.23
PbF_2	1.75	7.80	0.95	10.0	1.22
TlCl	2.20	7.00	0.94	8.3	1.12

* 表中折射率是对 Na 的 D 线（$\lambda = 5\,893$ Å）的折射率。

对全吸收切伦科夫辐射体，理想情况是它的长度足以包容全部簇射。簇射产生的粒子数达到最大值时的辐射体长度 $L \propto \ln E_0$，即 L 与入射粒子能量的对数成正比。所以对辐射体的要求是：

（1）辐射长度小，以使辐射体尺寸做得较小。

（2）没有闪烁荧光。闪烁荧光比切伦科夫光强几十倍，有荧光的话就无法探测切伦科夫光。

（3）折射率大。n 大，光产额就大，平均光子数多，统计涨落小，能量分辨率好。

（4）对切伦科夫光的透明度好。切伦科夫光中波长短的光子数多，辐射体透紫好，收集效率高。

选用阻止本领大、体积大的辐射体，使电子和 γ 射线产生的级联簇射的全部能量都沉积在辐射体内。测量全部簇射电子产生的切伦科夫辐射的总强度，从而判断入射电子或 γ 射线的能量。最常用的全吸收切伦科夫辐射体是光学铅玻璃。图 7.2.17 是两种铅玻璃透明度的比较，是对单位辐射长度的透射率进行比较，由图可知 PN－123

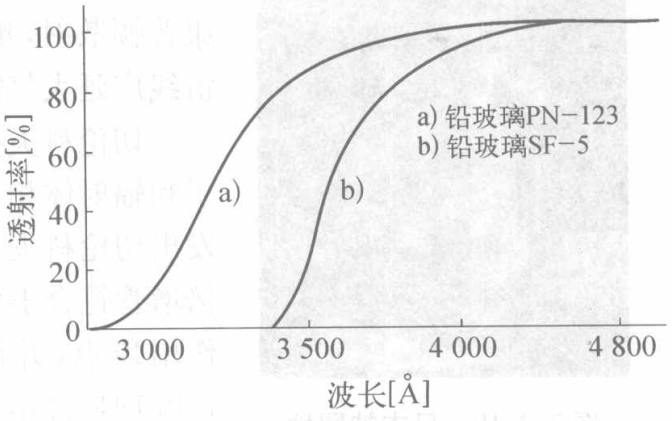


图 7.2.17　两种 Pb 玻璃透明度的比较

铅玻璃的短波透射率比较好。

若辐射体不够大，有一部分簇射粒子从辐射体中逃逸出去，造成谱仪非线性。若辐射体是整体，一般取≥15～20 个 X_0。若是夹层式或取样型全吸收谱仪，辐射体用 Pb 和有机玻璃相间制成，级联簇射在 Pb 板中发展，产生大量的簇射电子，电子穿过有机玻璃发生切伦科夫辐射。

用 PMT 收集切伦科夫辐射。PMT 朝着簇射发展方向收集光。辐射体四周加反射层，包铝箔或镀铝；PMT 与辐射体之间加透明有机硅胶。

典型的全吸收簇射探测器结构图如图 7.2.18 所示。辐射体由铅玻璃组成，为了把切伦科夫辐射全部收集到光电倍增管的光阴极上，可采用几个大管子同时收集光。由于切伦科夫辐射有方向性，所以把光电倍增管朝着级联簇射扩展的方向。

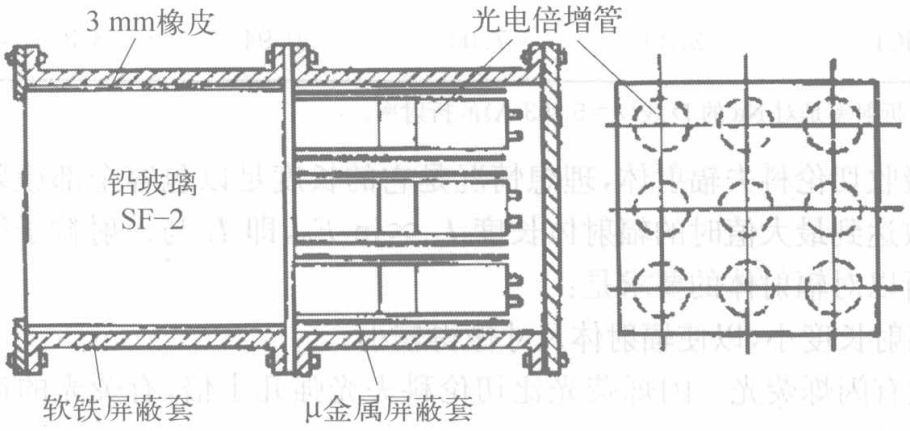


图 7.2.18　全吸收铅玻璃簇射探测器结构图

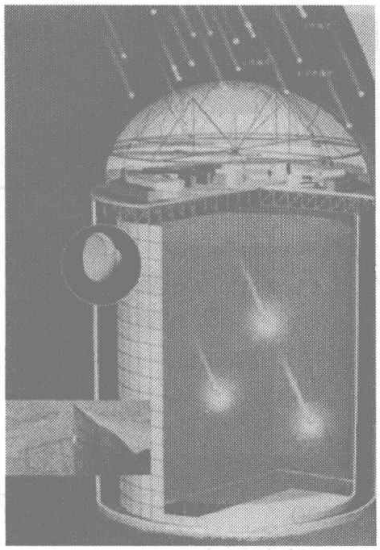


图 7.2.19　日本神冈地下中微子探测器

切伦科夫全吸收探测器可以用于测量高能电子和高能 γ 射线的能量，测量粒子相互作用产生的 γ 角分布和能量分布，测量高能 γ 和质子相互作用产生的康普顿散射，测量高能 γ 产生电子对的截面，测量宇宙线广延大气簇射的能量流等。

切伦科夫探测器也成功地用于中微子实验，中微子和辐射体相互作用中产生的带电粒子穿过探测器发出切伦科夫光，在粒子穿越探测器的时间内用光电倍增管符合事例作为触发信号。利用事例重建，算出作用顶点，并测量切伦科夫光的环边和环宽。图 7.2.19是日本神冈质子衰变实验所用的实验装置。探测器装有 22 500 t 纯水，四周安装直径为 50 cm的

半球形光电倍增管来检测切伦科夫光。探测器升级后由 50 000 t 纯水和 11 200 个直径为 50 cm 的半球形光电倍增管组成，称作超级神冈装置，后来该装置又成功地观测到了大气中微子及超新星爆发时发射的中微子。

图 7.2.20 显示的是加拿大萨德伯里 Sudbury Neutrino Observatory（SNO）中微子观测站示意图。SNO 观测站建在加拿大安大略省的一个镍矿中，位于地下 2 072 m 处，使用 1 000 t 重水。装重水的容器直径为 12 m，用聚丙烯膜制成，外面共使用了 9 456 个 20 cm 光电倍增管组成成像切伦科夫探测器，整个装置用缆索悬挂在普通水里。通过观察中微子与重水发生反应的过程，探测抵达地球的太阳中微子数目。2002 年发现太阳内部产生的电子中微子，有很大一部分在抵达地球之前就变成了其他类型的中微子，因而探测不到，证实了中微子振荡的存在。

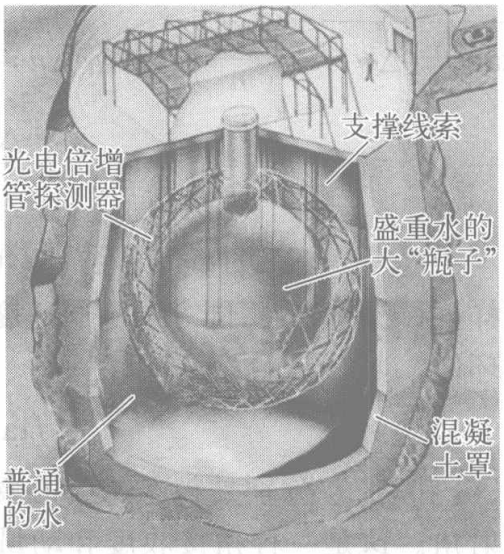


图 7.2.20　加拿大 SNO 中微子探测器

7.2.3　环像切伦科夫计数器 RICH

RICH（Ring Imaging CHerenkov Counter）技术是唯一从低动量到高动量（200～300 GeV/c）范围内均能采用的鉴别粒子的方法，使用长辐射体 RICH 可测 700 GeV/c 动量，具有 4π 几何立体角，用于粒子径迹重建。图 7.2.21 是环像切伦科夫探测器的概念设计示意图。

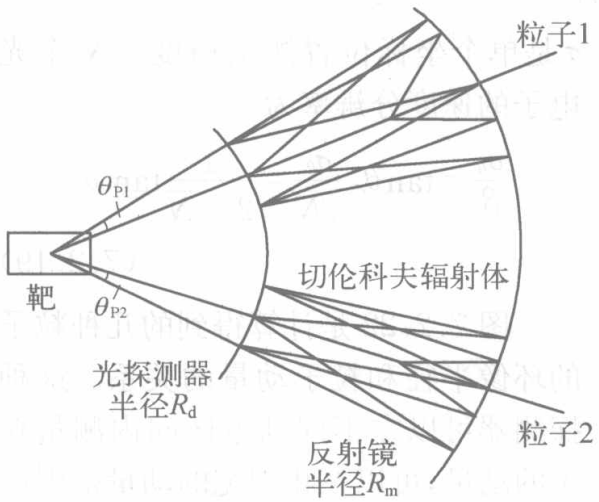


图 7.2.21　环像切伦科夫探测器概念设计图

设想这样一个球面形的光子探测器，它对单个光子灵敏，而且能给出光电子击中的位置坐标。用这样一个光子探测器，再配合一个与探测器同心的球面镜，选用合适的尺寸，使球面镜的焦面正好是探测球面，如图 7.2.21 所示。球面反射镜的半径为 R_m，光探测器的半径为 R_d，$R_d = R_m/2$。假设作用靶放在球心处，两球面之间加入合适的切伦科夫辐射体。由靶区发射的带电粒子经过辐射体产生切伦科夫光锥，再经过球面镜聚

焦在光探测器上形成环形像。球面镜焦距 $f=\frac{R_m}{2}$，切伦科夫角 $\theta_c=\arccos\frac{1}{\beta_n}$，取一级近似 $\theta_d\approx\theta_c$，$\tan\theta_c\approx\tan\theta_d\approx\frac{r}{R_d}=\frac{2r}{R_m}$，速度的相对误差为：$\frac{\Delta\beta}{\beta}=\sqrt{\tan^2\theta_c(\Delta\theta_c)^2+\left(\frac{\Delta n}{n}\right)^2}$，忽略 Δn，有

$$\frac{\Delta\beta}{\beta}=\tan\theta_c\Delta\theta_c \tag{7.2.17}$$

式中 $(\Delta\theta_c)^2=\sum(\Delta\theta_i)^2$，$\Delta\theta_i$ 包括几何因素、色散、扩散、探测器分辨率等因素。这样，由靶产生的不同方向不同速度的粒子 1 和 2，都可以在探测器面上得到各自的环像：

$$r_1=f\tan\theta_1,\quad r_2=f\tan\theta_2$$

r_1、r_2 和 θ_1、θ_2 分别是粒子 1、2 在探测器面上产生的光环半径和它们的切伦科夫辐射角。这是一种角接收度和动量接收度不受限制的环像探测器。如果我们不能同时测定粒子的方向，为了确定环像的半径，至少要求有三个击中（即在探测器球面上有三个点的坐标，才能定一个圆）。如果探测器同时对穿过的带电粒子灵敏，则相应的粒子的方向和环像的圆心被确定，那么光子的每次击中坐标就是对环像半径的一次独立测量，考虑收集到 N 个光电子，这时环像半径的测量精度改善为

$$\Delta r=\frac{\sigma}{\sqrt{N}} \tag{7.2.18}$$

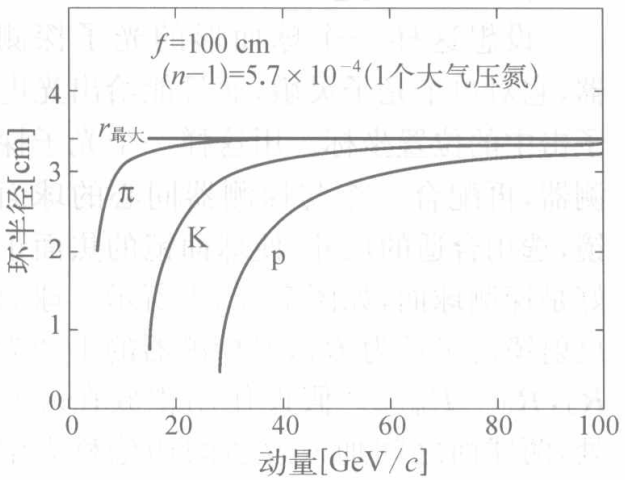


图 7.2.22　几种粒子的环像半径和动量的关系曲线

σ 是单个坐标位置测量精度。N 个光电子的速度分辨率为

$$\frac{\sigma_\beta}{\beta}=\tan\theta_c\frac{\sigma_\theta}{\sqrt{N}}=\frac{1}{2\sqrt{N}}\tan^2\theta_c \tag{7.2.19}$$

图 7.2.22 是计算得到的几种粒子的环像半径和粒子动量的关系。这种探测器可以在不同动量区间内测量粒子的动量，可以在相当宽的动量范围内区分 π、K 介子和质子。但这只是概念设计，要实现记录单个粒子产生的切伦

科夫环像，关键是要有位置灵敏的高效率的切伦科夫光子探测器。大的光电倍增管阵列或对紫外光灵敏的多丝室等是有希望的探测器。

图 7.2.23 给出的是用多级雪崩火花室做光子探测器，用电视摄像数字化系统记录到的单个带电粒子产生的切伦科夫光环的火花照片。环像的中心是由粒子穿过多级雪崩火花室所产生的“火花”形成的。单个粒子产生的切伦科夫光经半径为 200 cm 的球面镜（Al—MgF_2）聚焦到多级雪崩火花室上（放在球面镜的焦平面上）。

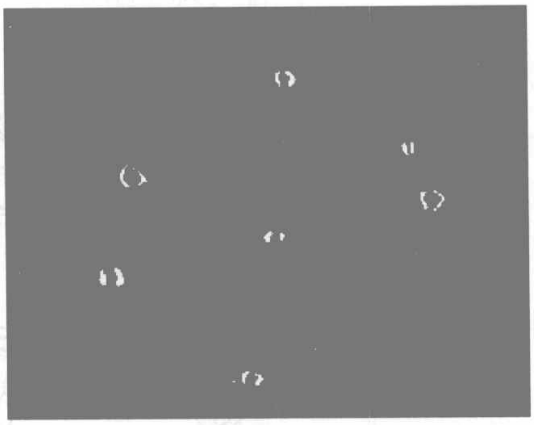


图 7.2.23　切伦科夫光环的火花照片

典型例子是正负电子对撞的“Z 粒子”工厂，使用液体 C_6F_{14}（$n=1.276$）和气体 C_5F_{12}（$n=1.001\ 7$）两种辐射体，辐射体厚度不大，后面用反射镜。光子探测器用时间投影室 TPC 的丝室和读出电荷的 pad。在 TPC 气体中（通常为乙烷或甲烷）加少量～0.05% TMAE。需要注意的是：① TMAE 对紫外光子灵敏，要避免紫外光子被吸收；② 避免单光电子在长 TPC 中的漂移过程中被吸收；③ 保持 TMAE 蒸气的化学性质不变。这样，切伦科夫计数器在很宽的动量范围里得到了很好的电子/π/K/p 分辨。在几年运行中，π/K 分辨的动量范围从 0.25 GeV/c 扩展到 20 GeV/c（图7.2.24和 7.2.25）。

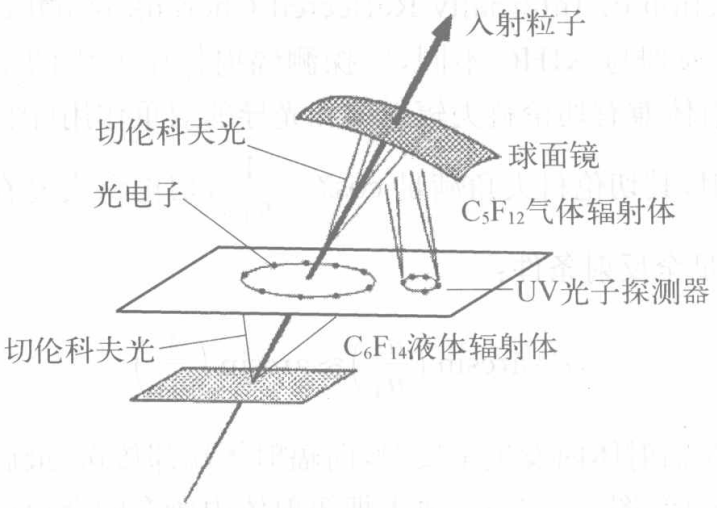


图 7.2.24　RICH 系统工作原理图

第二代和第三代 RICH 计数器可以在很高的计数率下工作，利用了更快更好的光子探测技术和新的光子探测器，如混合光电二极管、CsI 光阴极和

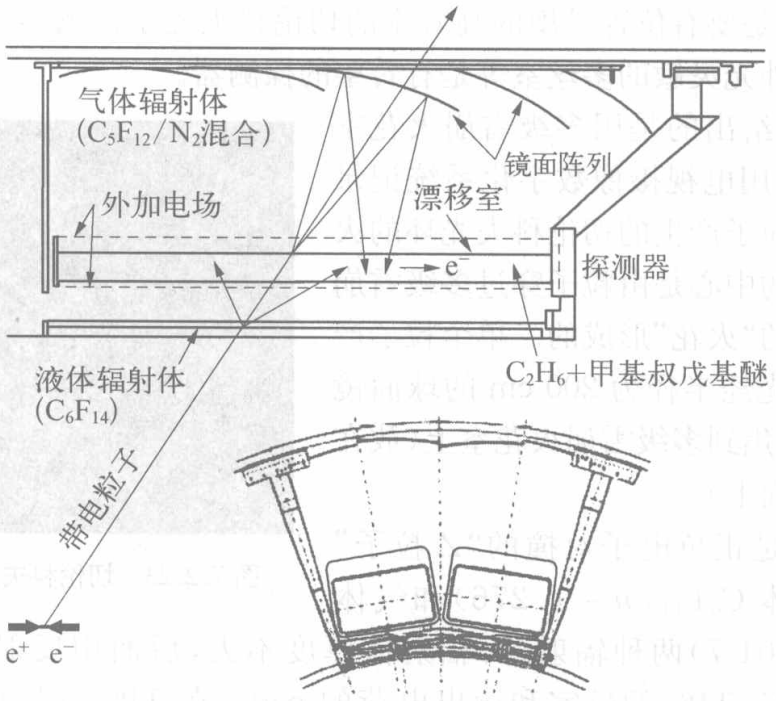


图 7.2.25 SLD 探测器结构剖面图

多阳极光电倍增管等，在多丝正比室工作气体中掺 TEA，作为光敏气体探测器。

7.2.4 探测全反射的切伦科夫探测器 DIRC

DIRC(Detection of Internally Reflected Cherenkov light)探测器也是成像探测器，它的工作原理与 RIHC 不同，它探测辐射体中产生的全反射的切伦科夫光。DIRC 的辐射体兼有切伦科夫辐射体和光导的双重作用(图 7.2.26)。高速带电粒子以 θ 角入射，其切伦科夫角满足 $\cos\chi=\dfrac{1}{n_1\beta}$，切伦科夫光在辐射体界面的入射角 $\alpha=\theta+\chi$，满足全反射条件：

$$\alpha>\arcsin\left(\frac{n_3}{n_1}\right)\approx\arcsin\left(\frac{1}{n_1}\right) \tag{7.2.20}$$

的切伦科夫光将在辐射体内发生全反射，向辐射体端部传送，最后进入 n_2 介质，在光探测器平面上成像(图7.2.27)。要求把辐射体内所有的全反射光都尽可能地收集起来，所有辐射体表面用 SiO_2 抛光，反射系数大于 0.999 5，并有长的衰减长度。常用高纯度的合成石英作为辐射体。例如，Babar 实验组的 DIRC 共用了 144 块体积为$1.72\times3.5\times490\ cm^3$ 的石英辐射体，产生的切伦科夫光被聚焦到11 000个

PMT 上(图7.2.28)。产生光电子数 $N_{\text{p.e.}}$ 约在 15～60 之间。π/K 分辨的动量范围扩展到4 GeV/c。图7.2.29给出入射 DIRC 的多强子事例产生切伦科夫光被收集后，切伦科夫角与粒子动量的关系，动量小于 3 GeV/c 的 π 介子、K 介子和质子分得很开，表明了 DIRC 的强子分辨本领。

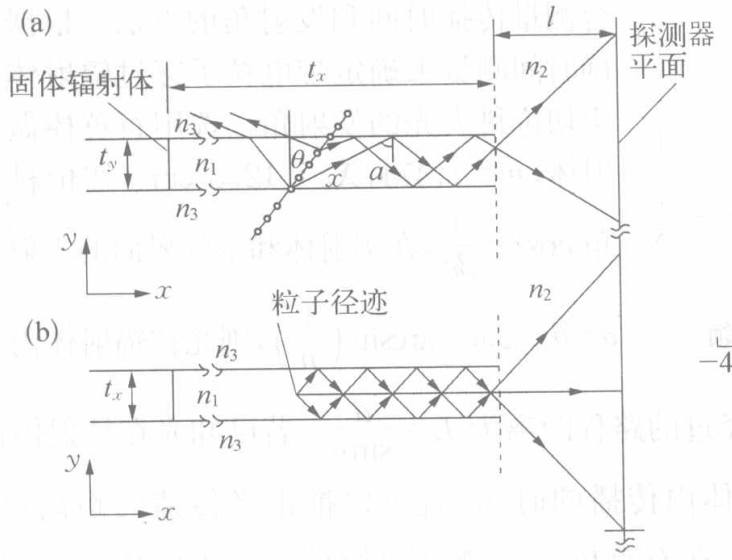


图 7.2.26　DIRC 辐射体工作原理图

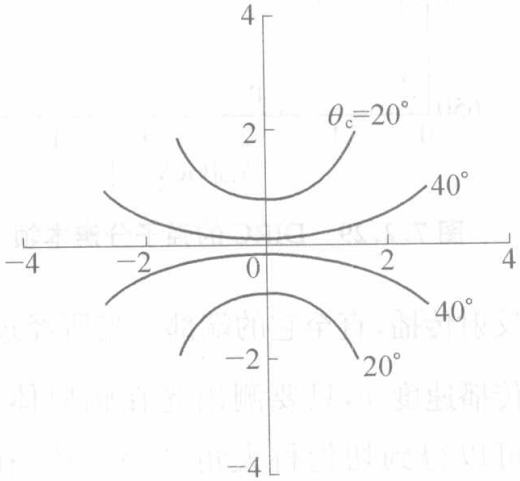


图 7.2.27　DIRC 光探测器上的成像

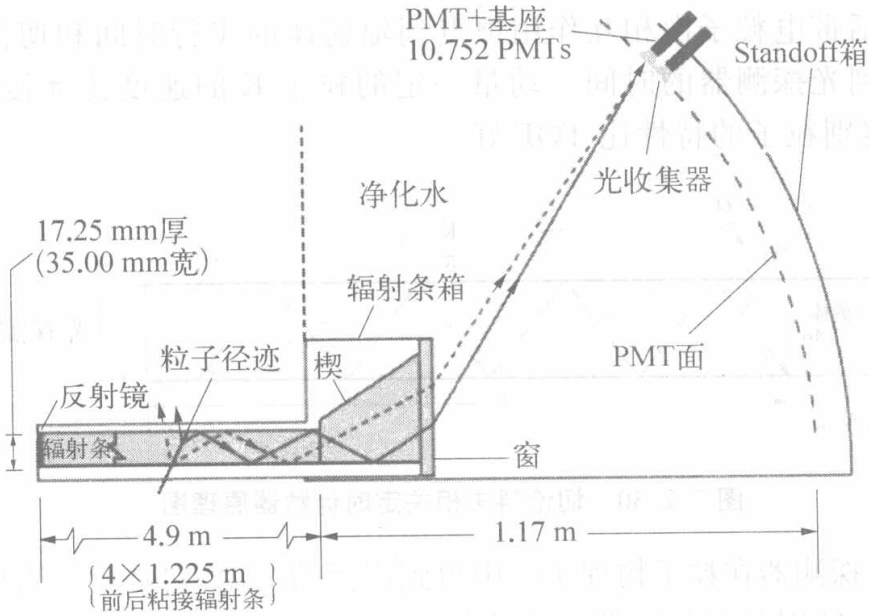


图 7.2.28　BaBar 实验的 DIRC 结构示意图

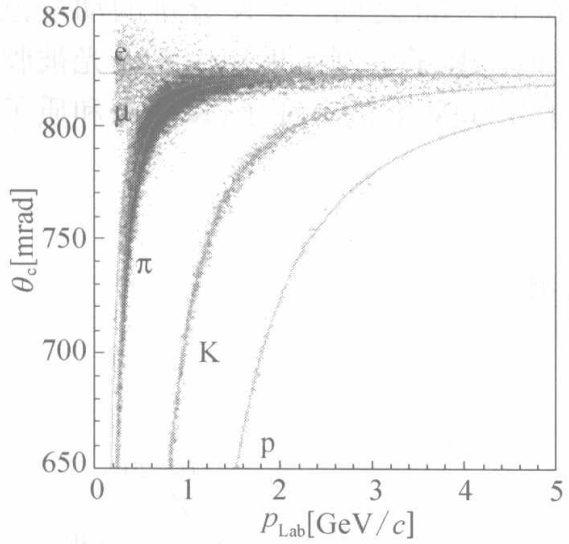


图 7.2.29　DIRC 的强子分辨本领

7.2.5　测量传播时间的切伦科夫探测器 TOP

TOP(Time Of Propagation cherenkov count)光子传播原理图见图7.2.30,采用综合测量传播时间和发射角的办法。根据精确时间测量来确定带电粒子穿过辐射体产生切伦科夫光的发射角。选用石英棒做辐射体,$n=1.474$,$X_0=12.3$ cm。切伦科夫角 $\cos\chi=\dfrac{1}{\beta n}$,在辐射体和空气界面的入射角 $\alpha=\theta+\chi$,$\alpha\geqslant\arcsin\left(\dfrac{1}{n}\right)$,则光在辐射体内全反射传播,直至它的端部。光所经过的路程距离为 $L=\dfrac{d}{\sin\alpha}$。若已知光在辐射体内传播速度 v,只要测出光在辐射体内传播的时间,就可以推出光传播的距离,就可以得到切伦科夫角 $\chi=\alpha-\theta$。在石英棒一端测量切伦科夫光子的传播时间,并同时测量这些光子水平方向的发射角 ϕ。结合这两方面的信息获得切伦科夫环像的信息。在 d 和 θ 相同的条件下,相同动量条件下,π 所发射的光先到光探测器,K 所发射的光到达光探测器的时间较晚。切伦科夫光到达光探测器的时间包括带电粒子由相互作用顶点到辐射体的飞行时间和切伦科夫光由产生处传播到光探测器的时间。动量一定的粒子 K 的速度比 π 慢,两种效应叠加,TOP 鉴别粒子的特性比 TOF 好。

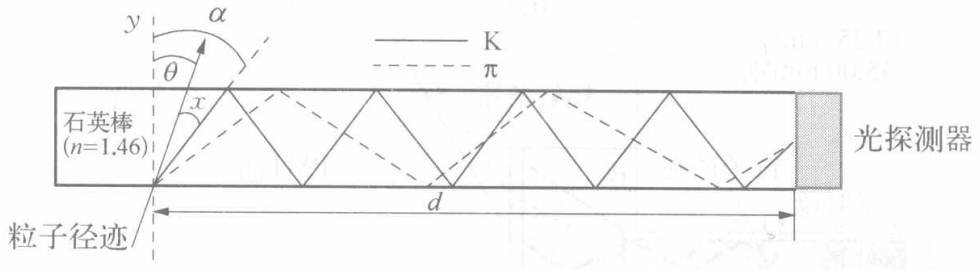


图 7.2.30　切伦科夫相关定时计数器原理图

切伦科夫探测器在粒子物理实验中得到广泛的应用,它是粒子物理实验中的一种标准设备,特别是在加速器的束流线上,它是分辨粒子不可缺少的一种探测器。用于分辨靶产生粒子的切伦科夫探测器应根据物理要求进行专门设计和制

造。单个粒子的切伦科夫环像探测器是一种很有用的装置，它在实验中的应用，有待于高效率的位置灵敏的光子探测器的发展。

7.3　穿越辐射探测器

前面介绍的切伦科夫探测器具有很高的速度分辨率，$\Delta\beta\sim10^{-6}\sim10^{-7}$。但是极端相对论性的粒子，如 200 GeV 的 μ 子和 π 介子，它们的速度差 $\Delta\beta\sim10^{-7}$。为了分辨这样的粒子，要求切伦科夫探测器的速度分辨率达到 10^{-8}。而要设计这样高分辨率的探测器难度很高，所用的气体切伦科夫探测器的长度也需要很长。因此，切伦科夫探测器的应用受到限制。

在粒子速度很大（即洛伦兹因子 $\gamma\gg1$）时，利用测电离效应的探测器来探测粒子的能量和鉴别粒子越来越困难。穿越辐射强度对 γ 值有明显的线性关系，而且 $\gamma=E/mc^2$。因此穿越辐射探测器提供了一种辨认极端相对论性（$\gamma>10^3$）粒子的有效方法，可以通过测量穿越辐射强度来确定粒子能量。

7.3.1　穿越辐射

切伦科夫辐射是带电粒子穿过均匀介质时产生的电磁辐射，人们自然会想到，带电粒子穿过非均匀介质时，是否也会产生电磁辐射呢？这个问题首先是 1947 年在理论上给出了肯定的结论。当带电粒子穿过两个不同介质的交界面时就会发生穿越辐射（Transition Radiation），后来在实验上确认了这一辐射现象。

根据电动力学的基本规律，带电粒子通过一种介质时，引起介质的极化，在远离介质边界的某一深度，粒子携带的电磁场达到一个平衡状态，它与该介质电磁特性（等离子体频率）以及粒子的电荷和运动状态有关。粒子从一种介质进入另一种介质时，在不同介质中建立的电磁场是不同的（等离子体频率不同），粒子携带的平衡态的场从旧有的状态过渡到一种新的状态。带电粒子穿越两种介质的界面的瞬间出现的这种电磁场的改变导致了电磁辐射，这种辐射称为穿越辐射。辐射光谱从可见光区一直延伸到 X 光区。总的辐射能量是粒子的 γ 值的函数。探测这种辐射的装置就称为穿越辐射探测器。实际中穿越辐射探测器常被用于在动量范围为 0.5 GeV/$c\leqslant P\leqslant$100 GeV/c 的电子和 π 介子的分辨。

经典电动力学对这过程的计算可以定量地描述穿越辐射的特点。下面只介绍与穿越辐射探测器有关的一些结果。

7.3.2 穿越辐射的特性

穿越辐射探测器主要用于探测极端相对论性粒子($\gamma \gg 1$)。穿越辐射原理如图7.3.1所示。设介质1的厚度为 d_1,介质2的厚度为 d_2,它们交替地重叠放置在一起,高能粒子垂直于介质表面入射。一个箔片在立体角元 $\mathrm{d}\Omega$ 内发射(ω_{TR}, $\omega_{TR}+\mathrm{d}\omega$)频率范围的辐射能

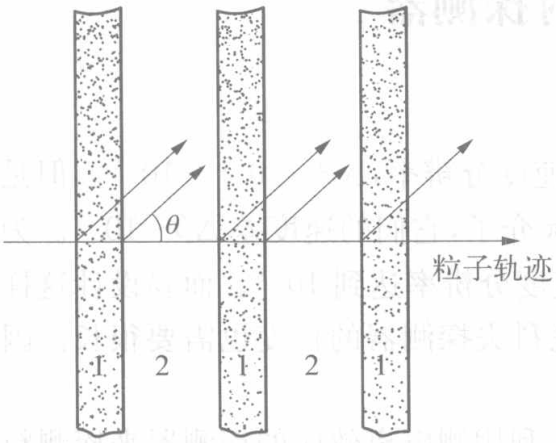


图 7.3.1 穿越辐射原理图

$$\frac{\mathrm{d}^2 E}{\hbar\,\mathrm{d}\omega_{TR}\,\mathrm{d}\Omega} = \frac{\alpha}{\pi^2}\left(\frac{\theta}{\gamma^{-2}+\theta^2+\xi_1^2}-\frac{\theta}{\gamma^{-2}+\theta^2+\xi_2^2}\right)^2 4\sin^2\frac{\phi_1}{2} \tag{7.3.1}$$

其中 $\phi_1=\dfrac{d_1\omega_{TR}}{2c}(\gamma^{-2}+\theta^2+\xi_1^2)$, $\xi_1=\dfrac{\omega_{p1}}{\omega_{TR}}$,$\alpha$ 为精细结构常数,γ 为带电粒子的洛伦兹因子,θ 为辐射光的传播方向与粒子运动方向的夹角。ω_{p1} 为介质1的等离子体频率,ϕ_1 是在介质1的两个界面上产生的频率为 ω_{TR} 的辐射之间的相位差。根据式(7.3.1)可以得到X光区穿越辐射的一些主要特点。

一、穿越辐射的形成区厚度和发射角

由式(7.3.1)可知,当箔片的两个界面形成的辐射光波的相位差 $\phi_1=(2n+1)\pi$ ($n=0,1,2,\cdots$)时,$\sin^2\dfrac{\phi_1}{2}=1$,辐射相干加强。当 $\phi_1=2n\pi$($n=0,1,2,\cdots$)时,$\sin^2\dfrac{\phi_1}{2}=0$,辐射相干相消。选择一定厚度 d_1 的辐射介质,不同频率的辐射具有不同的相位差,因而出现辐射光强随频率(ν)的调制。定义某种介质中穿越辐射的形成区厚度为

$$D=\frac{2c}{\omega}(\gamma^{-2}+\theta^2+\xi^2)^{-1} \tag{7.3.2}$$

形成区的厚度取决于选择的穿越辐射频率和入射粒子的 γ 值,也依赖于介质的 ω_{pi},它是设计辐射体厚度和它们之间的间隔的主要依据。

表 7.3.1 给出几种材料在 $\gamma=1\,000$ 时的 E_P 值及最大形成区厚度。$E_P=\hbar\omega$。由于饱和效应，这也就是所使用介质的最佳厚度：

$$D_{max}=\frac{\hbar c}{\sqrt{2}E_P}\gamma \tag{7.3.3}$$

由表可见，D 值很小。

表 7.3.1　几种材料的 E_P 值及最大形成区厚度($\gamma=1\,000$)

材　料	E_P[eV]	D_{max}[μm]	材　料	E_P[eV]	D_{max}[μm]
Li	18.8	10.1	Al	33.0	4.2
Be	25.8	5.4	聚酯	24.4	5.7

穿越辐射发射角 θ 为

$$\langle\theta\rangle\approx\gamma^{-1} \tag{7.3.4}$$

θ 角也很小，穿越辐射基本上是向前发射的。

二、穿越辐射的强度

带电荷 ze 的粒子在穿越真空与某物质的边界时辐射的能量为

$$E=\alpha z^2\gamma\hbar\omega_p/3 \tag{7.3.5}$$

由此可见，穿越辐射总能量正比于入射能粒子能量，正比于 $\gamma(=E/m)$。具有同样能量的 π 介子和电子，$\frac{\gamma_e}{\gamma_\pi}=\frac{m_\pi}{m_e}\approx280$。因此，同样能量的极端相对论性的电子引起的 X 光区的穿越辐射的总能量为 π 介子的 280 倍。同理，对同样能量的极端相对论性的 K 和 π 介子，π 介子产生的穿越辐射的总能量是 K 介子的 3.5 倍。在极端相对论性区，不同质量粒子的 $\beta\to1$，利用切伦科夫辐射很难辨认粒子。而穿越辐射则表现出对粒子质量的明显的依赖性，使我们有可能根据穿越辐射的总能量的差别来辨认极端相对论性粒子。

设辐射光子的平均能量为 $\hbar\langle\omega\rangle$，则单电荷粒子在单个界面上产生的平均光子数为

$$\langle N\rangle\approx\alpha\frac{\gamma(\hbar\omega_{p1})}{\hbar\langle\omega\rangle}\approx\alpha \tag{7.3.6}$$

单箔片产生的穿越辐射的平均光子数$\sim\alpha=1/137\sim10^{-2}$。

三、穿越辐射的光谱从可见光区到 X 光区分布

穿越辐射能谱是连续谱。由式(7.3.5)可见，从单层交界面上发射的穿越辐射

的能谱是单调下降的。当入射粒子能量远大于产生穿越辐射的阈能时，发射的能量范围是

$$E_{\min}=\frac{\hbar Ne^2 d}{m_e cA}\leqslant E_\gamma\leqslant\frac{4\pi\hbar c}{d}A\gamma^2=E_{\max} \tag{7.3.7}$$

式中 d 是介质厚度，A 为常数，最大为 $\frac{1}{2\pi}\left(\frac{2\pi Ne^2}{m_e c^2}\right)^{1/2}$。

图 7.3.2 是 10^4 个电子通过表 7.3.2 所列聚酯辐射体 1、2、3 得到的穿越辐射能谱。可见穿越辐射能量是连续分布的，但主要集中在 X 射线能区，表 7.3.2 给出了几种材料的平均能量，大致在 2～5 keV。计算能谱分布（选择无量纲参数 $\nu=\omega_{TR}/\gamma\omega_{Pi}$）表明 $0.1\leqslant\nu\leqslant1$ 能区的辐射占总辐射能量的一半左右。以锂辐射体为例，$\hbar\omega_{P_i}=14.2$ eV。对 $\gamma=10^3$ 的单电荷粒子，主要辐射谱落在 1.4 keV～14 keV 之间。

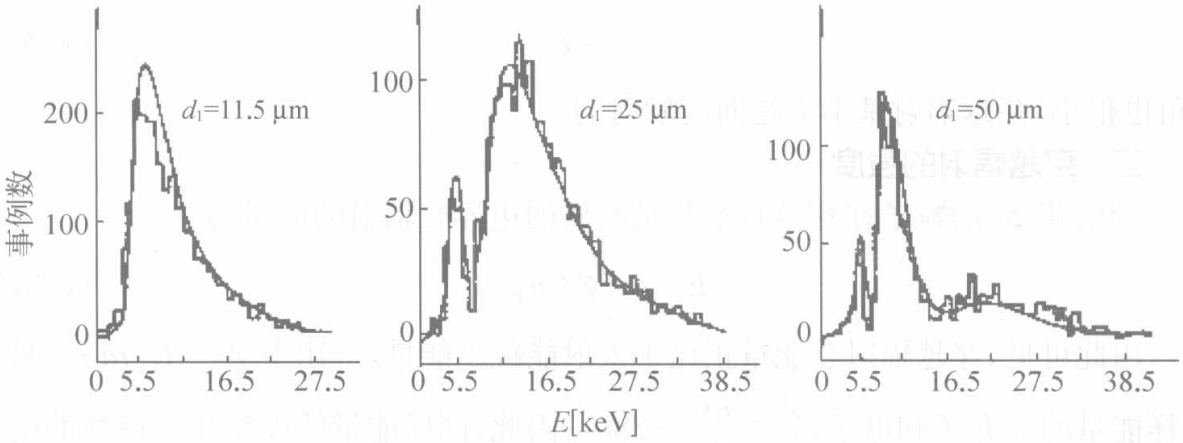


图 7.3.2　穿越辐射能谱

表 7.3.2　聚酯和锂辐射体的穿越辐射产额

辐射体	γ 值	$\langle E\rangle_{测}$ [keV]	$\langle E\rangle_{计}$ [keV]	$\langle n\rangle_{测}$	$\langle n\rangle_{计}$	探测器		
						d_1[cm]	d_2[cm]	N
聚酯 1	2 650	3.49	3.78	0.29	0.33	0.001 15	0.304	28
聚酯 2	2 650	4.56	4.07	0.26	0.25	0.002 5	0.304	27
聚酯 3	2 650	2.54	2.11	0.16	0.14	0.005 0	0.375	27
聚酯 4	2 650	4.05	4.11	0.35	0.37	0.001 15	0.039	28
聚酯 5	2 780	4.61	4.72	0.28	0.30	0.002 5	0.050	28
锂 1	2 650	2.14	1.85	0.17	0.14	0.006 5	0.302	28
锂 2	2 650	2.68	2.53	0.20	0.17	0.006 5	0.033	27

四、多层辐射体组成叠堆产生的穿越辐射

由于穿越辐射是很微弱的，在实际使用中，为了得到足以探测到的光强，通常采用多层箔（N 层）组成的辐射体，即用厚度为 d_1 的辐射体箔片，按间距 d_2 重叠在一起。第一种介质通常采用低原子序数 Z 的介质。第二种介质通常是空气、其他气体或真空。在这种辐射体叠堆中，各个箔片产生的光子，还有可能被后面的箔片吸收，最后在叠堆的出口处产生 X 光区的能谱为

$$\frac{\mathrm{d}^2E}{\hbar\,\mathrm{d}\omega\mathrm{d}\Omega}=\frac{\alpha}{\pi^2}\left(\frac{\theta}{\gamma^{-2}+\theta^2+\xi_1^2}-\frac{\theta}{\gamma^{-2}+\theta^2+\xi_2^2}\right)^2 4\sin\frac{\phi_1}{2}F_N(\phi_1+\phi_2) \tag{7.3.8}$$

其中

$$F_N(\phi)=\frac{1+\exp(-N\sigma)-2\exp\left(-\frac{N\sigma}{2}\right)\cos N\phi}{1+\exp(-\sigma)-2\exp\left(\frac{\sigma}{2}\right)\cos\phi}$$

这里 $\sin^2\frac{\phi_1}{2}$ 是由于一个箔两个表面产生的穿越辐射场的相干叠加，相角 $\phi_1=\frac{d_1}{D_1}$；$F_N(\phi)$ 表示箔片和箔片之间的相干以及介质 1 和 2 对穿越辐射的自吸收，吸收系数 $\sigma=\mu_1 d_1+\mu_2 d_2$，$\mu_1$ 和 μ_2 是介质 1 和 2 对穿越辐射的质量吸收系数。多层箔片产生的辐射的相干效应，使得多层箔片叠堆产生的穿越辐射有两个明显的特点：① 当 d_1 和 d_2 选择合适，使得与 $\varphi=2n\pi$ 相关的辐射有尖锐的角分布，分布宽度 $\Delta\theta\approx\frac{\sqrt{\sigma}}{\gamma}$；② 辐射产额对 γ 的关系有阈特性。当粒子能量（γ）小于某一值时，某种频区的穿越辐射强度很微弱，而当 γ 超过某阈值以后，某频区的辐射强度开始明显增强。随着 γ 的进一步增加，辐射产额线性增加，最后达到一个饱和值。

图 7.3.3 是用 3 000 个锂或聚酯薄膜做成的辐射体叠堆计算得到的辐射能量和 γ 关系。薄膜间距为 100 μm，辐射用标准状况下的 4.8 mm 厚的氙气吸收。结果表明，随着 γ 值增大，穿越辐射能量开始线性增加，然后达到饱和。一个好的辐射体要求在所测量的 γ 值范围内强度随 γ 值变化要陡。结果也表明，在 $\gamma<1\,000$ 时，聚酯薄膜厚度小于 6 μm，锂箔厚度小于 10 μm 是最好的选择。随着 γ 值增大，最合适的辐射介质厚度也要增大，

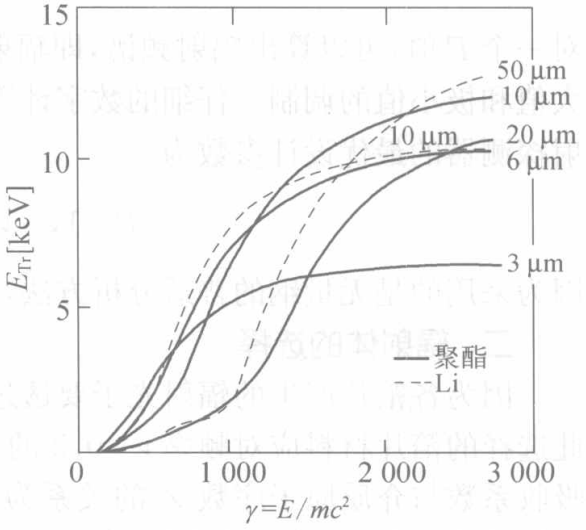


图 7.3.3　穿越辐射能量与 γ 的关系

如式(7.3.3)所示。

表7.3.2给出的是聚酯和锂辐射体测量和计算的穿越辐射产额。表中〈E〉为平均穿越辐射能量,〈n〉为平均辐射光子数。实验测量结果与由式(7.3.5)和式(7.3.6)计算结果在±15%内符合。在每一个界面上产生穿越辐射的概率大约为1%。可见即使使用了多层(N层)介质,穿越辐射的产额依然是很微弱的。

7.3.3 穿越辐射探测器的最优设计

穿越辐射探测器包括多层辐射体叠堆和X射线探测器。要选择合适的辐射体及其几何参数,配合相应的X射线探测器,使辐射产生的X射线的最强频区正好是X射线探测器响应的频区;还要选择合适的X射线探测器的灵敏厚度,使它正好把穿越辐射X射线完全吸收又使带电粒子在其中的电离损失尽可能小。因为穿越辐射有明显的前向分布,即辐射方向与入射带电粒子运动方向成很小的角度($\sim 1/\gamma$),探测辐射的X射线探测器同时也测到带电粒子的电离损失。后者成为穿越辐射的背景。

一、最优化几何参数和物理参数的选择

阿特鲁(Artru)等人采用一种无量纲的分析方法来处理穿越辐射过程,他们引入下面一些无量纲的参数:

无量纲的粒子能量:
$$\Gamma=\frac{\gamma}{\gamma_I},\quad \gamma_I=\frac{d_1\omega_{P_i}}{2} \tag{7.3.9}$$

无量纲的辐射频率:
$$\nu=\frac{\omega}{\gamma_I\omega_{P_i}} \tag{7.3.10}$$

几何因子:
$$\kappa=\frac{d_2}{d_1} \tag{7.3.11}$$

对一个Γ值,可以算出辐射频谱,即辐射的强度和ν的关系。辐射产额有明显的极大值和极小值的调制。仔细的数字计算表明,在接近阈值处,具有高效率的穿越辐射探测器的最优设计参数为

$$\Gamma=1,\quad \nu=0.3,\quad \kappa\approx 5 \tag{7.3.12}$$

因为采用的是无量纲的普适分析方法,式(7.3.12)对任何辐射体都适用。

二、辐射体的选择

因为各箔片产生的辐射光子要透过后面各层箔片才能到达X射线探测器,因此选择的箔片材料应对频率$\nu=0.3$的光子吸收较小。在以光电吸收为主的频段,吸收系数与介质原子序数Z的关系为$\sim Z^{3.5}$,而随X射线能量按$\omega_X^{-3.5}$变小。随着能量的升高,康普顿效应的截面逐渐增加,当X射线能量ω_X等于某一能量ω_K

时，光电吸收变得次要，主要是康普顿散射。介质对大于或等于 ω_K 能量的 X 射线有较高的透明度，吸收系数变得与能量几乎无关。对不同的介质，$\omega_K \sim Z$。对选定的辐射体，只有能量大于 ω_K 的那一部分穿越辐射自吸收最小。因此可以选择合适的 γ_I 值和几何因子，使能量为 ω_K 的穿越辐射具有高的产额。根据最优化条件 (7.3.12) $\nu = \dfrac{\omega_K}{\gamma_I \omega_{P_i}} \approx \dfrac{1}{3}$，所以有

$$\gamma_I = \frac{3\omega_K}{\omega_{P_i}} \tag{7.3.13}$$

当 $\Gamma \geqslant 1(\gamma \geqslant \gamma_I)$ 时，能量为 ω_K 的辐射产额具有极大值。而 $\gamma < \gamma_I$ 时，由于相干效应，辐射具有极小值。而且辐射的光子能量低于 ω_K 而被辐射体强烈吸收。因此定义 γ_I 为辐射体的自然阈值，并由 $\gamma_I = \dfrac{d_1 \omega_{P_i}}{2}$ 求出：$d_1 = \dfrac{6\omega_K}{\omega_{P_i}^2}$。这里采用 $\hbar = c = 1$ 自然单位制，表 7.3.3 列出一些材料的有关参数和由式(7.3.13)计算的 γ_I 值。密度为 ρ，厚度为 d_1 的箔片对能量为 ω_K 的光子的吸收系数为 $\sigma d_1 \rho = 6\dfrac{\sigma \omega_K \rho}{\omega_{P_i}^2} \propto \sigma \omega_K \propto Z$。$Z$ 为介质的原子序数，并采用了近似：$\omega_{P_i}^2 \approx \dfrac{4\pi n_0 e^2}{m} \propto \rho$。自吸收的存在限制了箔片数目的增加，可以证明，一个多层辐射体的叠堆，真正有效的箔片数目 $\dfrac{1}{N_{\text{eff}}} \approx \dfrac{1}{Z}$，即实际对 X 射线探测器提供能量为 ω_K 的光子的有效箔片数目和 Z 成反比。式 (7.3.6)表明，每个界面产生的平均光子数为 $\sim 10^{-2}$。因此叠堆产生的总的光子数目

$$n_\nu \sim 1/Z \tag{7.3.14}$$

X 射线探测器测量到的穿越辐射总能量

$$E_\nu \sim \omega_K n_\nu \sim \text{常数} \tag{7.3.15}$$

和辐射体的 Z 和密度 ρ 无关。

表 7.3.3　一些辐射体材料的参数和穿越辐射探测器的阈值

材　料	密度 [g/cm³]	ω_P [eV]	ω_K [keV]	阈 γ_I	相对 $S/I_{BG} = \left(\dfrac{\omega_{KLi}}{\omega_K}\right)^{3.5}$	相对光子数 $\left(\dfrac{\rho}{\rho_{Li}}\right)^{1.25} \dfrac{S}{I_{BG}}$
H_2(液体)	0.07	7.86	2.8	1 070	77	6.3
LiH	0.82	19.1	8.9	1 400	1.35	2.4

续表

材　料	密度 [g/cm³]	ω_P [eV]	ω_K [keV]	阈 γ_I	相对 S/I_{BG} $=\left(\frac{\omega_{KLi}}{\omega_K}\right)^{3.5}$	相对光子数 $\left(\frac{\rho}{\rho_{Li}}\right)^{1.25}\frac{S}{I_{BG}}$
Be	1.85	26.9	13.6	1 520	0.30	1.45
Li	0.53	14.2	9.7	2 050	1.00	1.00
B	2.37	31.1	17	1 640	0.14	0.92
C(金刚石)	3.52	39.4	21	1 600	0.067	0.71
C(石墨)	2.25	31.5	21	2 000	0.067	0.41
B_4C	2.52	32.3	19	1 760	0.095	0.67
Al_2O_3	3.97	41.0	45	3 300	0.004 7	0.058
Al_2O_3				110	0.05	0.62
CH_2	0.9	18.6	19.3	2 900	0.09	0.18

注：最后两列是以锂归一的值。

三、X 射线探测器的选择

为了把电离损失造成的背景尽可能降低，希望探测器灵敏厚度尽可能的薄。但为了把 X 射线有效地转换成光电子，又要求探测器灵敏区的物质厚度足够厚。通常选择探测器的灵敏厚度为能量 ω_K 的光子的吸收长度，以保证对辐射光子的有效吸收。目前一些运行的探测器表明，充 Xe(氙)的正比室是一种较好的 X 射线探测器。这种工作气体对能量高于 5 keV 的 X 射线的吸收长度正比于 $\omega_K^{3.5}$(主要为光电吸收)。辐射体的 Z 值越高，逃出辐射体而进入 X 射线探测器的光子能量 ω_K 也越高，相应的探测器的灵敏厚度也越厚，粒子电离损失产生的背景信号 I_{BG} 正比于灵敏区物质厚度(能量为 ω_K 的光子的吸收长度)，所以有

$$I_{BG}\sim\omega_K^{3.5}\sim Z_{辐射体}^{3.5} \tag{7.3.16}$$

一个穿越辐射探测器的性能通常用穿越辐射产生的信号 S(由式(7.3.15)决定)和电离造成的背景 I_{BG} 之比

$$\frac{S}{I_{BG}}\sim\frac{1}{\omega_K^{3.5}}\sim\frac{1}{Z_{辐射体}^{3.5}} \tag{7.3.17}$$

来衡量。要选择合适的辐射体和合理的 X 射线探测器的灵敏厚度，使式(7.3.17)的比值尽可能的大。

上述的定性讨论表明，辐射体对穿越辐射的自吸收以及X射线探测器的信噪比都强烈地依赖于辐射体的原子序数。由表(7.3.3)的参数看，最好的辐射体是液氢或液氦。但采用这类辐射体都遇到低温技术所造成的很多困难。看来最理想的辐射体是金属锂，它便于加工成箔片。但它的化学活性强，不能暴露在空气中，只好放在惰性气体中。氢化锂(LiH)有更小的等效 Z 值，但它是一种有毒的材料，不便采用。锂箔辐射体比早期用的碳氢化合物(plastic foam，styrofoam 或 Mylar 箔)材料有更好的特性。

7.4　穿越辐射探测器的应用

7.4.1　穿越辐射探测器的组成和工作原理

穿越辐射探测器主要用作粒子鉴别，如 e/π，K/π 分辨，能量只能粗略地测量，这是由于测量的不确定性主要来源于发射的穿越辐射光子数 N 和这些辐射的探测效率的起伏。对除电子以外的相对论性粒子有 $\frac{\Delta\gamma}{\gamma}\approx\sqrt{\frac{2}{N}}$，因此要得到 $\frac{\Delta\gamma}{\gamma}=1\%$ 的分辨率要 20 000 个光子，而要做 π/μ 鉴别只要求 $\frac{\Delta\gamma}{\gamma}=\frac{m_\pi-m_\mu}{m_\pi}\approx24\%$，即 $N\approx32$ 个光子即可。目前的穿越辐射探测器穿过一个界面平均仅产生约 0.01 个光子，要达到后者已很困难，要达到前者几乎还没有可能。

此外，由于基于电离原理的X射线探测器，不可避免地也同时记录了原始粒子直接产生的电离和韧致辐射，而穿越辐射本身是很微弱的，因此研制穿越辐射探测器的一个最大困难在于如何在粒子直接电离损失的强本底下探测微弱的穿越辐射X射线，加之朗道效应使薄探测器中粒子电离损失的分布沿高能端延伸，而出现“朗道尾巴”，对测量更增加了困难。

为了解决这些问题，提高信噪比，目前通常使用许多个辐射体—探测器单元做成夹心式探测器系统，每个单元包括一个用以产生穿越辐射的辐射体和一个跟着它用以记录这些辐射的X射线探测器。而每个辐射体又是由许多层介质薄膜叠堆构成的，当入射粒子通过它时，就产生向前的少量穿越辐射，它们被X射线探测器记录。

由于介质对辐射有自吸收，在1～100 keV范围内，主要是光电吸收，与$Z^{3.5}$成正比。Z大的材料自吸收更厉害，因此一般要用Z小的材料做辐射体。常用的是锂和聚酯薄膜。

上面已指出，穿越辐射能谱是连续的，可见光区也有，但主要分布在X射线能区。而高速带电粒子通过透明介质时，也会产生切伦科夫辐射。切伦科夫辐射主要在可见光和紫外光能区。因此穿越辐射探测器一般不利用可见光部分，而使用对2～30 keV的X射线有高探测效率的探测器来收集穿越辐射X射线。充氙多丝正比室是较好的X射线探测器，且又有立体角大、尺寸易于改变和能确定粒子位置等优点。

7.4.2 穿越辐射探测器的几个实例

穿越辐射探测器还没有广泛用于实际实验中，主要困难在于X射线探测器如何区分真正的辐射的能量沉积和带电粒子本身的电离损失所产生的能量沉积。目前常用的办法是测量这两部分能量沉积之和，再设法扣除纯电离损失造成的背景，从而判断是否存在着穿越辐射。目前只用它来辨认粒子，而不能精确测量出粒子的γ值。下面就介绍几个穿越辐射探测器的实例。

一、用多丝正比室测量总电离的叠堆式穿越辐射探测器

一个由1 000层厚为51 μm的锂箔（间距～500 μm）组成的辐射体叠堆，用1.04 cm灵敏厚度的多丝正比室[内充Xe(80%) + CO_2(20%)]作为X射线探测器。图7.4.1是这个探测器刻度的脉冲分布谱。可以看到1.4 GeV/c的电子（γ_e～2 740）有明显的X射线叠加在电离损失的背景上。而1.4 GeV/c的π介子（γ=10）只有电离损失贡献的脉冲谱。它和非锂介质存在的情况下1.4 GeV/c的电子脉冲谱（虚线）相近。如果对正比室的能量沉积加一个能量截断阈，就可以用来从π介子背景中选择电子。图7.4.2是用于CERN的交叉储存环（ISR）实验区的穿越辐射探测器。两个叠堆穿越辐射探测器（各跟随一个多丝正比室）串联一起使用。接近于交叉点的一组是用600层厚为50 μm的锂箔，相间300 μm组成。另一个探测器是用650层厚为50 μm的锂箔，相间250 μm组成。一个探测器的π介子的排斥因子为10^{-2}（对电子效率大于90%）。

二、采用漂移—正比室做X射线探测器的装置

由于电离产生的背景干扰，使得这种探测器的粒子分辨能力和探测效率受到限制。特别由于带电粒子在X射线探测器中产生的电离损失有大的朗道尾巴，使粒子鉴别能力不能提得很高。如图7.4.1的π介子的脉冲谱的尾巴一直延伸到40～50 keV区，若甄别阈选在30 keV时，就存在着把π介子当成电子记录下来的

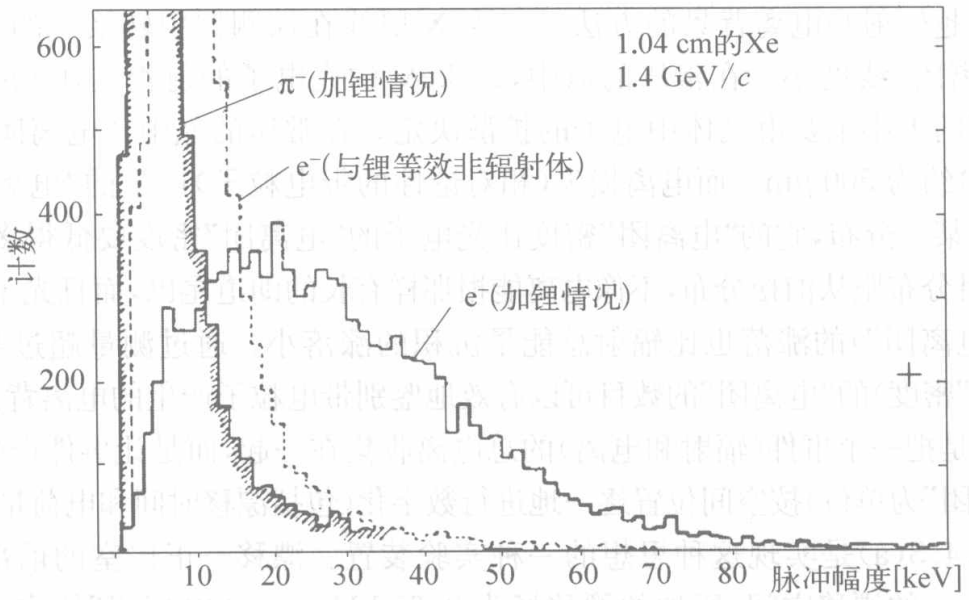


图 7.4.1　1.4 GeV/c 的电子和 π 介子在穿越辐射探测器的正比室内形成的脉冲幅度谱(虚线表示用等效质量厚度的非辐射体取代锂箔以后得到的电子脉冲谱)

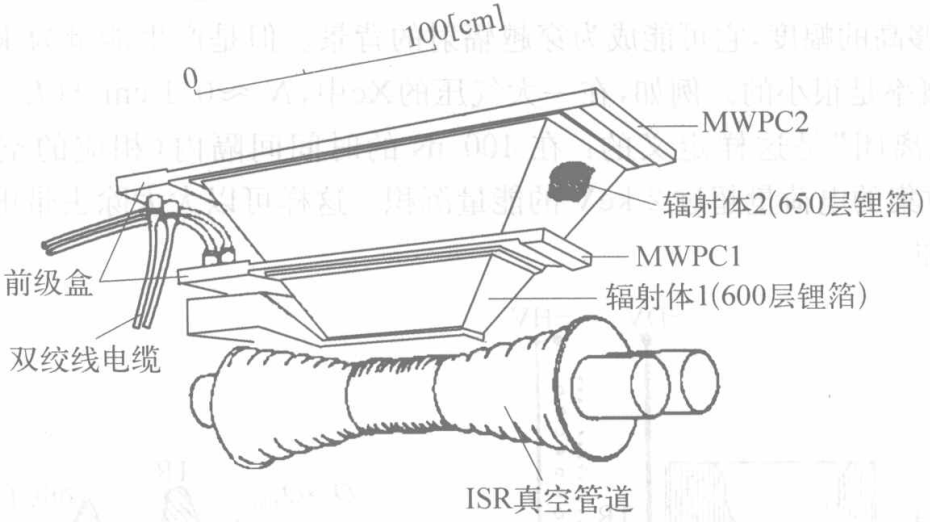


图 7.4.2　用于 ISR 实验区的穿越辐射探测器(用来选择动量大于 1.5 GeV/c 的电子($\gamma=2\,935$),排除强的 π 介子背景。四个同样的单元围着交叉点,几何接收度为 4 rad)

可能。因此测量总电离的办法只适用于 $\gamma>10^3$ 的粒子的辨认。因为当 $\gamma< 10^3$ 时,穿越辐射的 X 射线的沉积能量变得和电离损失产生的背景相近而无法采用。测量总电离的方法只限于用来选择电子,因为在目前加速器所达到的能区,用穿越辐射来区分 π、K 介子还是困难的。

采用漂移—正比室来记录沿粒子轨迹的"电离团"(cluster)的分布是一种有效

地区分穿越辐射和电离背景的方法。因为 X 射线在探测器中转换出的光电子产生的“电离团”线度小。在常压的氙中，10 keV 的光电子的射程≤100 μm。这种“电离团”的大小主要由气体中电子的扩散决定。在常压的氙中，“电离团”的线度(FWHM)约为 500 μm。而电离损失(相对论性的带电粒子)产生的“电离团”则沿着轨道有某一分布，它的“电离团”密度比光电子的“电离团”密度要低得多。“电离团”的数目分布服从泊松分布，不像电离能损那样有长的朗道尾巴，而且光子数目(高密度的“电离团”)的涨落也比辐射总能量沉积的涨落小。通过测量超过某一幅度(“电离团”密度)的“电离团”的数目可以有效地鉴别带电粒子产生的电离背景。这里探测器不是把一个事件(辐射和电离)的总电离收集在一起，而是让事件产生的电离(以“电离团”为单位)按空间位置逐一地进行数字化(包括漂移时间和电荷量)。

图 7.4.3(a)是实现这种思想的一种实验装置。漂移—正比室的前部分为一个长 10 mm 的漂移空间，所加的漂移场为 0.65 kV/cm。“电离团”依次进入正比室，它的阴极面和阳极面的距离为 3 mm。阳极丝直径为 20 μm，丝距为 6 mm，中间加了场丝，以获得较均匀的气体增益。进入阳极丝附近的“电离团”依次被放大。阳极丝输出的脉冲波形如图 7.4.3(b)所示。带电粒子的电离碰撞产生的 δ 电子可以产生足够高的幅度，它可能成为穿越辐射的背景。但是产生能量为 keV量级的 δ 电子的概率是很小的。例如，在一大气压的Xe中，$N_\delta \approx 0.1\ \mathrm{cm}^{-1}$（$E_\delta > 3$ keV）。在这里“电离团”是这样定义的：在 100 ns 的时间间隔内(相应的空间范围～850 μm)收集的电荷量超过 2 keV 的能量沉积。这样可以大大除去带电粒子电离产生的背景。

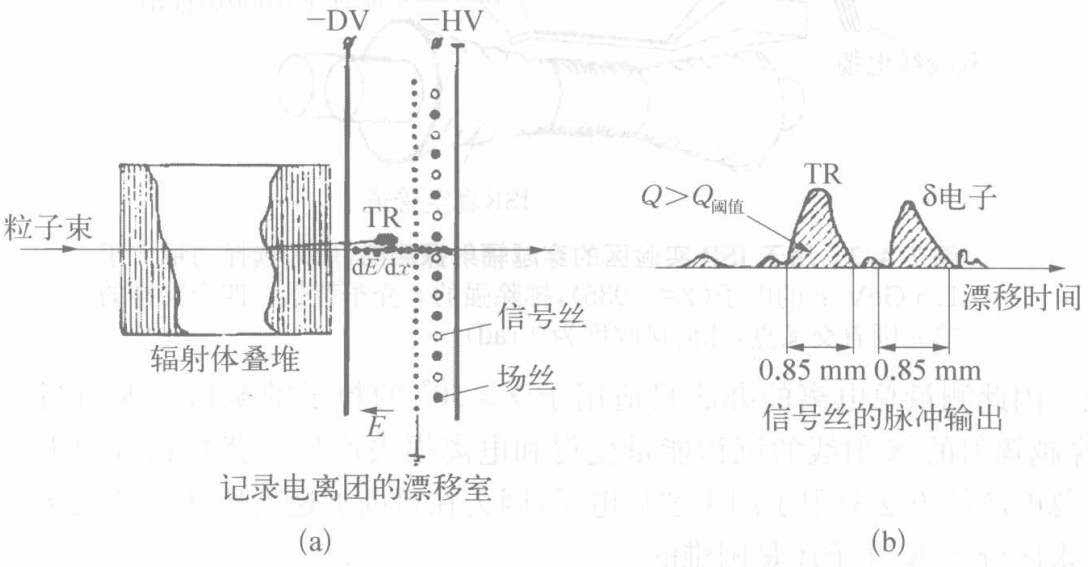


图 7.4.3 (a) 漂移—正比室穿越辐射探测装置；(b) 信号丝的输出波形

图 7.4.4(a)是刻度得到的沿着粒子路径上“电离团”的数目的分布。图 7.4.4(b)中的 K 介子用 40 GeV/c 的 π 介子来模拟(等效 $\gamma\sim285$)。可见,用记录“电离团”的办法可以清楚地分辨 140 GeV/c 的 π 和 K 介子。

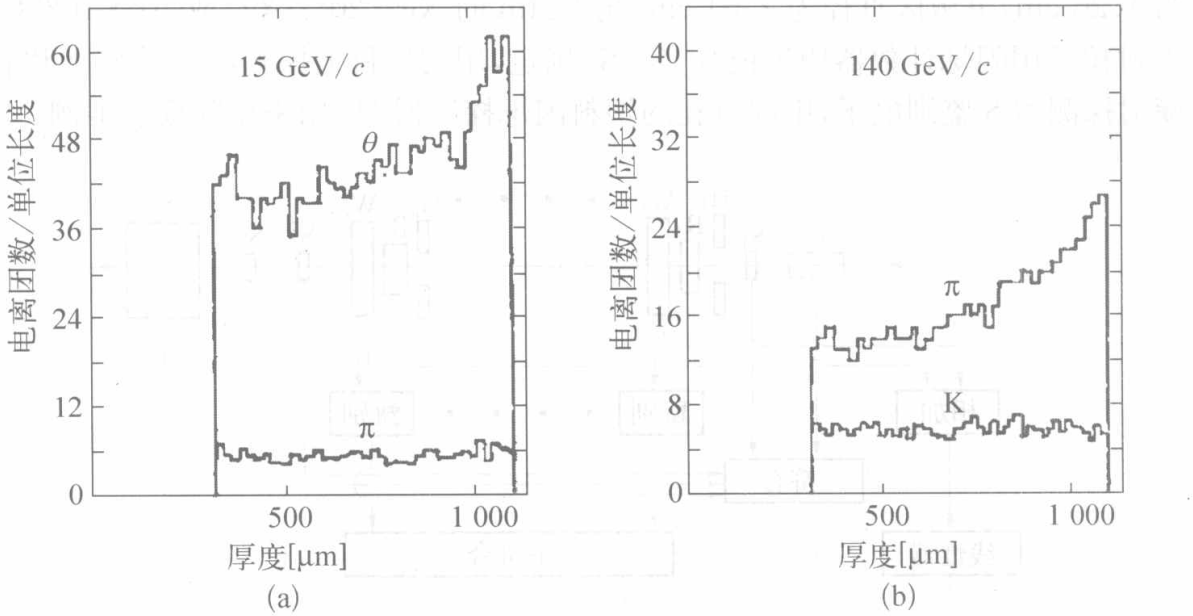


图 7.4.4　“电离团”($E_{CL}\geqslant2$ keV)数目沿粒子穿行路径的分布
(只取中心 7 mm 漂移路径的“电离团”,1 000 个入射粒子的统计)

图 7.4.5 比较总电离法(Q)和“电离团”计数法(N)对动量为 140 GeV/c 的 π 和 K(用 40 GeV/c 的 π 来模拟)介子的分辨能力。采用“电离团”计数法,K 介子的 N 分布的高端的截断明确说明它有更高的排斥 K 介子的能力。

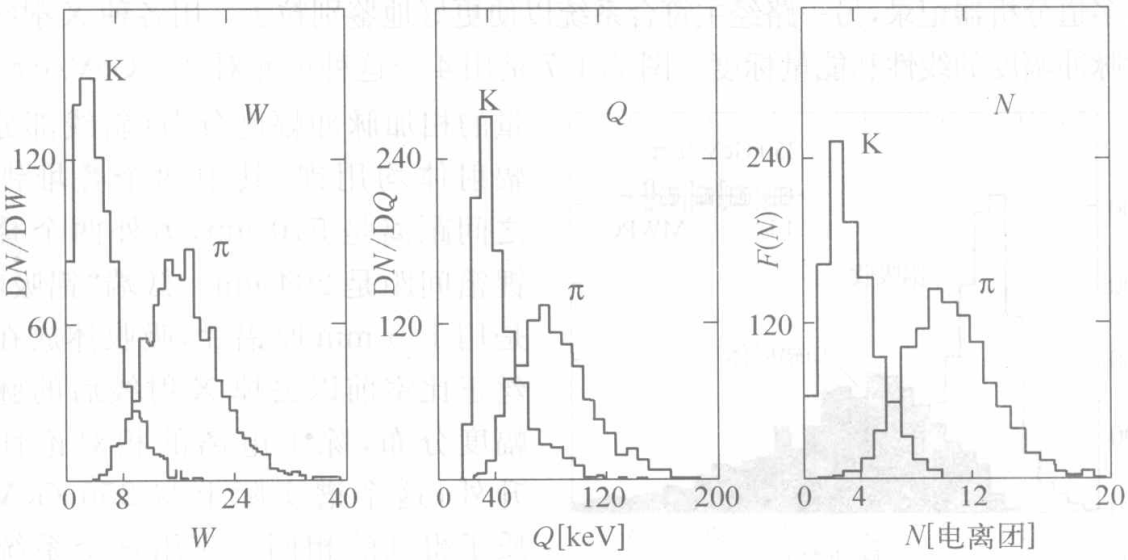


图 7.4.5　总电离法(Q)和“电离团”计数法(N)对粒子分辨能力的比较

三、一个鉴别强子的穿越辐射探测器系统

它由一系列辐射体和探测器单元组成，如图 7.4.6 所示。每个辐射体用 600 个厚 51 μm 的锂箔或 100 个厚 12.6 μm 的聚酯膜组成。探测器用多丝正比室，厚为 1.26 cm，灵敏区直径为 2.54 cm，充 1 atm 的 $Xe+20\%CO_2$ 或 $Ar+10\%CH_4$。入射粒子用闪烁计数器望远镜 S_1，S_2，S_3 确定，用切伦科夫探测器 $\hat{C}$ 鉴别 π 和 p，用簇射探测器 S 鉴别电子，中间有孔的塑料闪烁探测器 H_i 用来排除簇射事例。当有

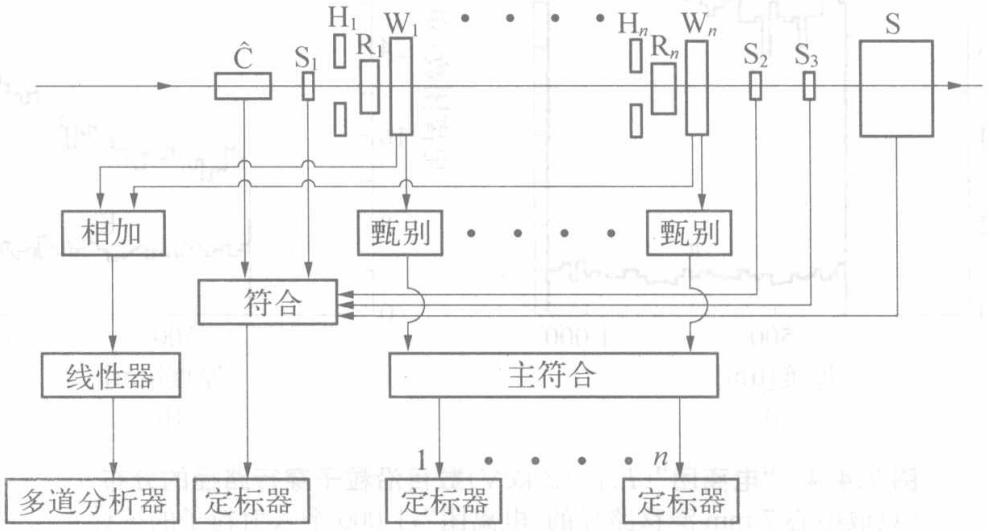


图 7.4.6　无磁场穿越辐射探测器系统

相对论粒子通过系统时，多丝正比室 W_i 除记录电离损失外，还记录穿越辐射 X 射线。因此脉冲幅度将比仅有电离损失的大。多丝正比室信号分成两路，一路线性相加由多道分析器记录，另一路经主符合系统以便更好地鉴别粒子。用各种 X 射线源刻度脉冲幅度的线性和能量标度。图 7.4.7 是用 4 个这种单元对 250 GeV/c π^- 测量的相加脉冲幅度分布（斜线部分）。辐射体均用锂，其中两个叠堆锂箔之间距离是 510 μm，另外两个叠堆锂箔间距是 204 μm。低端“铝吸收”是用 1.6 mm 厚铝片，吸收体放在多丝正比室前以去掉 X 射线后的脉冲幅度分布，除了电离的相对论性上升外，这个谱实际上与 250 GeV/c 质子得到的相同。应用这个系统可以鉴别几百 GeV 的 π 和 p 以及更高

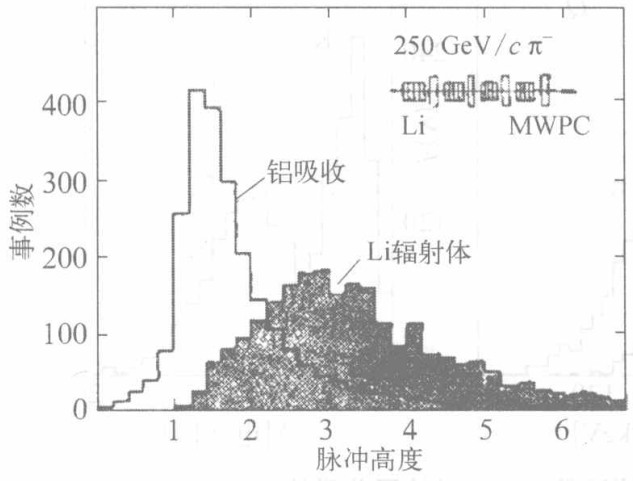


图 7.4.7　一个穿越辐射探测器的脉冲幅度分布

能量的π和K介子，而且甚至只要1个辐射体—多丝室单元就可鉴别电子和强子。

四、使用磁场的穿越辐射探测器系统

该探测器可以用作400 GeV以上π/K鉴别，它是用$\phi 75\times 13$ mm的Be窗NaI(Tl)闪烁探测器作X射线探测器，使用二极偏转磁铁M使束流偏离NaI(Tl)闪烁探测器，其结构方框图如图7.4.8所示。辐射体是一叠460片聚酯膜，每片厚0.025 mm，相距0.8 mm，切伦科夫探测器$\hat{C}$仅对电子灵敏，加上它是为了用0.4～2.8 GeV的电子束作模拟调节和性能测试用。显然，穿越辐射探测器效率为$S_1S_2S_3XNaI/S_1S_2S_3X$，其中X为切伦科夫计数器的计数。对电子，切伦科夫计数器有输出，为符合；对π介子，切伦科夫计数器没有输出，为反符合。

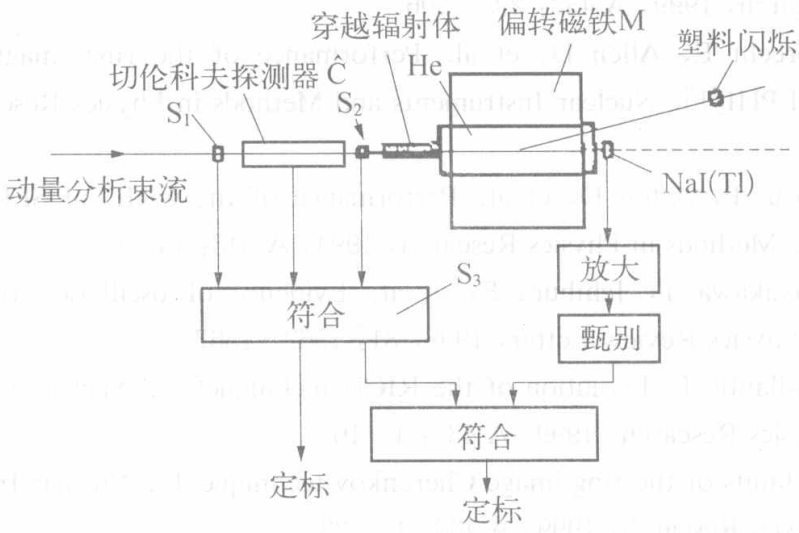


图7.4.8 有磁场的穿越辐射探测器

现在，穿越辐射探测器已用来选择电子和极端相对论性粒子(如宇宙线中的π介子，$\gamma\geqslant 2\,000$)。它不仅已用在束流线上(小立体角情况)，而且可以用于靶产生的电子的辨认(采用计算机技术来扣除带电粒子的电离效应中的朗道尾巴)。人们还希望能把γ阈值范围扩大到100左右，用它来区分粒子。在这样低的γ值下工作的穿越辐射探测器要求箔片的厚度$d_1\sim 5\ \mu$m，还要求X射线探测器能有效记录5 keV以下的X射线，并且和电离产生的背景清楚地区分开。

参考文献

[1] 徐克尊,等. 粒子探测技术[M]. 上海:上海科学技术出版社,1981.

[2] 唐孝威,等,粒子物理实验方法[M]. 北京:高等教育出版社,1982.

[3] Ogawa K, Sumiyoshi T, Takasaki F, et al. Effects of light guides and optical filters for a high density lead glass counter[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1985, A 228: 309 - 308.

[4] Sheldon Stone. Physics results from RICH detectors[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1999, A 433: 293 - 306.

[5] Adam W, Albrecht E, Allen D, et al. Performance of the ring imaging Cherenkov detector of DELPHI[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1995, A 367: 233 - 239.

[6] Abe K, Antilogus P, Aston D, et al. Performance of the CRID at SLD[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1994, A 343: 74 - 86.

[7] Fukuda Y, Hayakawa T, Ichihura E, et al. Evidence of oscillation of atomosphere neutrions [J]. Physics Review Letter, 1998, 81: 1562 - 1567.

[8] Seguinot J, Ypsilantis T. Evolution of the RICH technique[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1999, A 433: 1 - 16.

[9] Glassel P. The limits of the ring image Cherenkov technique[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1999, A 433: 17 - 23.

[10] Kamac T, Arai K, Ohtsuka T, et al. Focussing DIRC — A new compact Cherenkov ring imaging device[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1996, A 382: 430 - 440.

[11] Adam I, Aleksan R, Aston D, et al. The DIRC detector at BaBar [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1999, A 433: 121 - 127.

[12] Adam I, Aleksan R, Amerman L, et al. The DIRC particle identification system for the BABAR experiment[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 2005, A 538: 281 - 357.

习　题

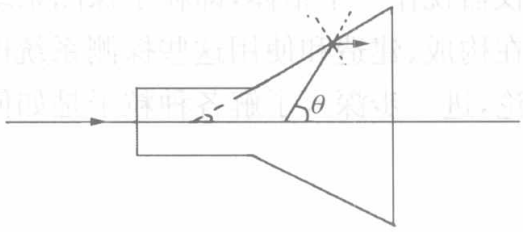
1. 试计算质子、π介子和电子在有机玻璃($n=1.5$)、水($n=1.33$)和标准状态的空气($n=1.000\ 293$)中产生切伦科夫效应的阈能和最大辐射角的大小。

2. 有机玻璃的折射率为1.50,电子在其中产生切伦科夫辐射的阈能是多少?一束1 MeV的电子在有机玻璃中产生的辐射角是多少?在有机玻璃中的最大辐射角是多少?

3. 一个电子通过水产生切伦科夫辐射。辐射角为40°,计算电子的动能和通过1 cm的路程所产生的光子数。

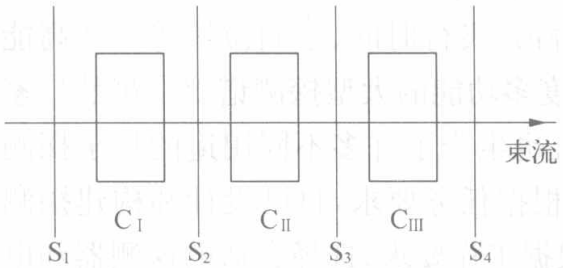
4. 有机玻璃的折射率 $n=1.5$,

(1) 为了使10.9 MeV的电子在有机玻璃中产生的切伦科夫光能全部平行于轴出射,右图中的锥角应取多大?



(2) 锥面上的光能够全部反射吗?

5. 能量为680 MeV的质子,沿玻璃锥体($n=1.8$)的轴飞向锥底,锥体的半顶角应当多大才能使切伦科夫辐射以平行束的形式从锥底发出?若光电倍增管的平均量子产额等于3%,试确定当用它收集从质子在玻璃中1 cm路程上发出的切伦科夫光时,从光阴极击出的电子数。为了作比较,试确定超相对论的单电荷粒子($\beta\approx1$)。在标准压强下的空气中($n=1.000\ 3$)飞行时,切伦科夫辐射发出的角度是多少?为了从光电倍增管的光阴极击出一个电子,需要收集上述粒子在空气中多长路程上发出的光?



6. 一束动量为3 GeV/c 的 π^+,K^+,p的混合粒子束穿过 C_{I},C_{II},C_{III} 三个阈式切伦科夫计数器。装置如左图所示:

图中 S_1,S_2,S_3,S_4 为闪烁计数器。C_{I},C_{II},C_{III} 的参数如下:

计数器	辐射体	n	$\beta_{\min}\gamma_{\min}$
C_{I}	气凝硅胶	1.02	4.98
C_{II}	Freon14	1.004	18.9
C_{III}	Freon13	1.000 77	25.5

已知 $m_\pi=0.140\ \mathrm{GeV}/c^2$,$m_K=0.494\ \mathrm{GeV}/c^2$,$m_p=0.938\ \mathrm{GeV}/c^2$,说明使用该系统如何鉴定 π^+,K^+,p这三种粒子。

第 8 章　粒子探测系统

前面讨论了各种最基本的探测器，在物理实验中利用各种探测器和相应的电子学组合的系统来探测和记录粒子的各种信息。本章将把探测器和后接的电子学仪器视作一个整体，即粒子探测系统或者叫做粒子探测装置来介绍讨论，侧重阐明在构成、建造和使用这些探测系统时需要掌握的概念和注意的问题。通过介绍讨论，进一步深入了解各种粒子是如何探测和鉴别的。

8.1　粒子探测系统的组成和工作原理

各种探测器有不同的特性，它们配上不同的电子学仪器就构成了各种粒子探测系统，可以用于测量粒子的强度、能量、寿命、飞行时间、空间位置等。在高能物理实验中更是把各种探测器构建成大接收度多功能的大型探测谱仪。虽然厂家已经生产了各种探测元件和电子学仪器，并且也生产了许多不同用途的粒子探测系统，但是在实际工作中，很多时候需要我们根据任务要求，自己设计和构建探测装置。了解粒子探测系统的特性，便于我们根据工作要求，选择合适的探测器和电子学仪器来构建探测系统。

8.1.1　计数测量系统

计数测量系统是最常用的粒子探测装置之一，仅记录探测器输出脉冲的数目。它主要用于放射性计数、强度和剂量的测量，加速器和反应堆的粒子通量的测量等等。典型的计数测量系统如图 8.1.1 所示。

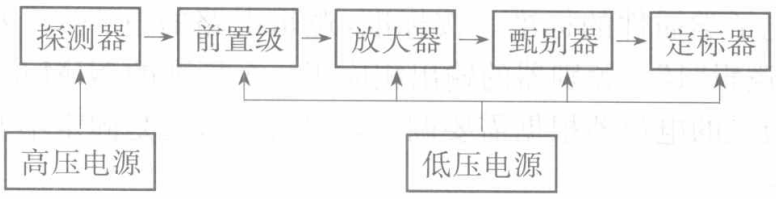


图 8.1.1　计数测量系统方框图

(1) 探测器

可以用各种电子学计数器，只要求它们工作在脉冲状态。常用的有：G－M 计数器、正比计数器、闪烁计数器、金硅面垒半导体探测器等。

(2) 前置级

一般与探测器装在一起，有两个作用，一是起阻抗变换作用，由射极跟随器完成。射极跟随器输入阻抗大，输出阻抗小，可以避免放大器输入端大的电容(如长电缆的电容)和小的输入电阻对探测器工作的影响，起阻抗转换及匹配作用。二是进行预放大，有的探测器输出信号很小，如电离室、半导体探测器的输出信号很小，用前置放大器进行预放大，以增大输出脉冲幅度，减小传输过程中各种因素的干扰，放大倍数 $M=10\sim100$。

(3) 放大器

放大倍数 10～10 000 可调，根据实际需要决定。不同的探测器输出信号大小不同，要求放大器的放大倍数和动态范围不同。如闪烁计数器和 G－M 计数器的输出信号较大，要求放大倍数 10～100 倍即可，一般只用一个放大器(前放或主放)；半导体探测器的输出信号较小，要求放大倍数 1 000 倍；电离室的输出信号更小，要求放大倍数更大，为 10 000 倍左右。

(4) 甄别器

甄别器的种类很多，从功能原理分主要有两类，为幅度甄别器和脉冲形状甄别器，分别用于不同的实验要求和场合。

幅度甄别器的作用是选择大于某一幅度以上的脉冲。当输入脉冲幅度大于甄别器设定阈值时，甄别器有输出，可以去除幅度小的噪声本底和一些幅度小的不想要的粒子。

脉冲形状甄别器是利用不同粒子在有些探测器中产生的脉冲形状不同来甄别粒子。如 CsI 闪烁晶体的光衰减时间对 β 和 α 有很大差别，又如利用中子和 γ 在有机闪烁体中产生的脉冲的衰减时间不同可实现 n－γ 分辨。

为了适应核物理和粒子物理实验的需要，满足仪器插件的互换性，1967 年美国原子能委员会所属的核子仪器系统(NIM，Nuclear Instrument Module 的缩写)

委员会制定了电子学插件的标准。按标准，逻辑电路的电平“0”为逻辑“0”，电平(－800 mV)为逻辑“1”。甄别器的输出相应于一个标准的 NIM 电平的逻辑脉冲。宽度可以用面板上的电位器根据需要调整，一旦设定，也是固定不变的。

(5) 定标器

在预置的时间内，记录一定时间内的脉冲数目。

(6) 高低压电源

给探测器高压供电和电子学仪器低压供电。对电源的要求是：① 最高(和最低)电压及其正负特性；② 电源可供的最大电流；③ 对温度和电网电压变化引起的长时间漂移的调整率；④ 消除电网频率波动或其他低频噪声的滤波的程度。

8.1.2 幅度分析系统

脉冲幅度分析系统是另一种最常用的粒子探测系统。为了测量各种粒子的能量，就需要使用不同的脉冲幅度分析系统。典型的脉冲幅度分析系统如图 8.1.2 所示。要求探测器、前置级、主放大器、幅度分析器线性好，高压电源稳定性高，以保证整个装置工作稳定。

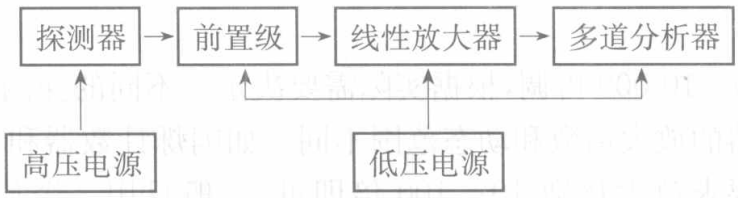


图 8.1.2 幅度分析系统

(1) 探测器：要求探测器的输出脉冲幅度正比于入射粒子在探测器中损失的能量，如电离室、正比计数器、多丝正比室、半导体探测器、闪烁计数器等。

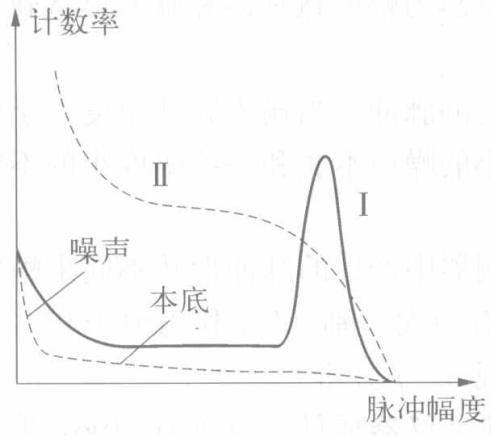


图 8.1.3 脉冲幅度谱

(2) 脉冲幅度谱有两种形式，积分谱和微分谱。积分谱是输入脉冲幅度超过某阈值 V_0 的计数，连续改变阈值，测量不同阈值时幅度超过该阈值的脉冲计数所得到的分布谱线。微分谱是幅度位于某一范围(V，$V+\Delta V$)的计数，连续改变阈值 V，道宽 ΔV 不变，所得到的分布谱线。微分谱直接显示入射粒子的各种能量。对于单一能量的入射带电粒子只有一个峰。单能带电粒子的脉冲幅度谱如图 8.1.3所示，Ⅰ是微分谱，Ⅱ是积分谱。

测量微分谱的方法，是把整个幅度范围分成 n 等分（或称道），用定标器直接记录位于各个道内的脉冲数目。在实验时间内在 k 道测得的脉冲数目 N_k 正比于幅度处于该道的脉冲出现的几率。这种仪器就是幅度分析器。简单的是单道脉冲幅度分析器，它有上阈 V_U 和下阈 V_L，道宽 $\Delta V = V_U - V_L$，一次只能测一道的计数；复杂的是多道脉冲幅度分析器，一次同时测量所有道的计数。多道幅度分析器的道数和单道分析器的道宽随实验的精度要求而定。如果探测器的能量分辨率不高，如闪烁探测器，用 256 道分析器就行了；而半导体探测器，能量分辨率高，就要用 1 024 道或更高的道分析器，如 8 192 道。现在常用计算机多道代替专用多道脉冲幅度分析器。

幅度分析装置除了直接测量粒子能量和选择一定能量的粒子之外，加上时间幅度变换 TAC 和模拟数字变换 ADC，也可以测量粒子的时间特性和空间特性。

8.1.3　符合测量系统

在粒子物理和原子核物理实验中，为了确定几个事件的同时性或它们在时间上的关系，需要符合测量系统。符合和反符合线路常用来减少本底、噪声和不必要的粒子事件。在高能物理中，同一个粒子也可以用两个探测器来进行符合测量，以确定它的方向和空间位置，或者根据所研究反应的特征作出判选而触发另一个探测器工作。

两个或两个以上同时（在一定时间间隔内）发生的事件，称作符合事件。用两个或两个以上探测器记录下来送到符合电路便有一个符合脉冲输出。例如一个原子核级联衰变时接连放射 β 和 γ 射线，则 β 和 γ 便是一对符合事件。这一对 β 和 γ 如果分别进入两个探测器，将两探测器输出的脉冲送到符合电路时便可输出一个符合脉冲，如图 8.1.4(a)所示。又如一个宇宙线粒子先后穿过两个探测器，则两个探测器输出的两个脉冲来自同一个宇宙线粒子的先后两次作用过程，也可以认为是同时发生的。当它们送到符合电路时也可以输出一个符合脉冲，如图 8.1.4(b)所示。实际上任何符合电路都有确定的符合分辨时间 τ，符合电路最小可达到的分辨时间取决于输入脉冲的宽度。如图 8.1.5 所示，当两个脉冲的时间间隔小于 τ 时，一部分脉冲将重叠成大幅度脉冲并触动成形电路输出一个符合脉冲；反之，就没有符合脉冲输出。因此，实际上符合事件是指相继发生的时间间隔小于符合分辨时间的事件。

真符合是两个或两个以上在时间上有内在联系的事件所产生的符合。偶然符合是无时间相关性事件间的符合。反符合与符合相反，反符合是利用反符合电路

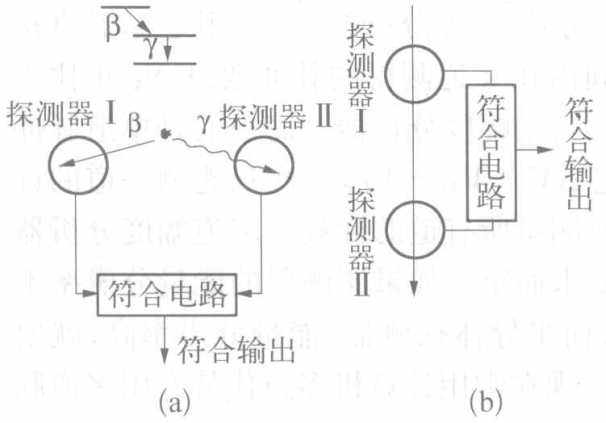


图 8.1.4　符合事件示意图

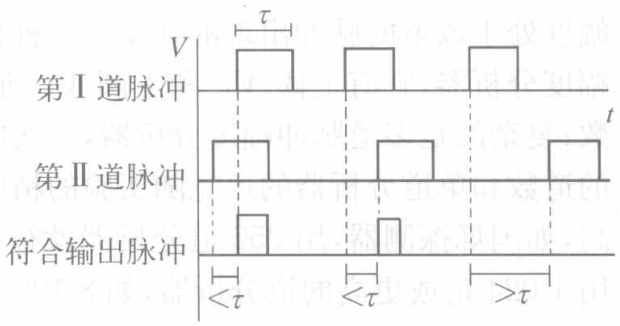


图 8.1.5　符合脉冲示意图

来消除符合事件的脉冲。在反符合电路的两个输入道中，一道叫分析道，另一道叫反符合道，它的脉冲作为消除符合事件的信号。以图 8.1.6 为例，左图是测量 γ 能量的全吸收探测器的示意图，其中主探测器 I 被反符合屏蔽探测器 II 所包围。当 γ 光子能量全部损耗在探测器内时，探测器 I 输出的全吸收脉冲正比于 γ 能量。但若入射 γ 光子在探测器 I 中产生的康普顿散射光子逃出并进入探测器 II，则探测器 I 给出脉冲的幅度将小于全吸收脉冲的幅度。为了消除探测器 I 中这类事件，就可以用反符合方法。将探测器 I 的脉冲输入分析道，探测器 II 的脉冲输入反符合道，经过反符合电路选择，就可以把探测器 I 中逃逸出光子的事件消除掉。这种方法也称作反符合屏蔽。反符合电路输入两个同时事件时，反符合电路没有输出。它可应用于消除同时发生的无关事件，如减少本底、减少噪声等。

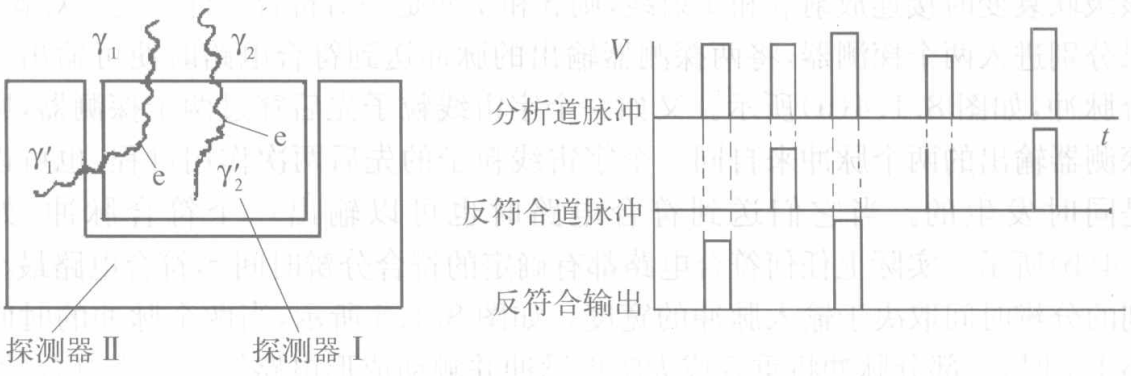


图 8.1.6　反符合示意图

常用的符合测量系统如图 8.1.7(实线部分)所示，它实际上是由两套脉冲计数装置加上一个符合线路组成。所谓符合法就是利用符合电路来甄选符合事件的方法。符合测量系统最重要的参量就是符合分辨时间 τ，它确定了两个事件能被区

分开的最小时间间隔。即两个事件的时间间隔必须小于 τ，才能认为是同时事件，符合线路有输出。一般要求 τ 较小，为 $10^{-6}\sim10^{-9}$s。τ 越小，偶然符合的影响也越小。因此相应的探测器和电子学线路的时间分辨率也要小，一般用闪烁探测器、半导体探测器、正比计数器和切伦科夫探测器等快探测器。

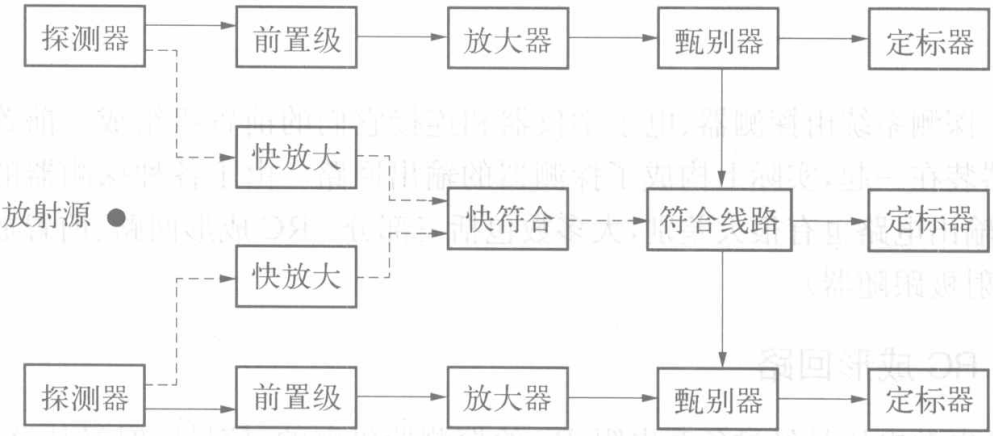


图 8.1.7　符合测量系统

设第一道的平均计数率为 n_1，第二道的平均计数率为 n_2，则在 t_0 时刻，第一道的一个脉冲可能与从 $t_0-\tau$ 到 $t_0+\tau$ 时间内进入第二道的脉冲发生偶然符合。其平均符合率为 $2\tau n_2$，与第一道 n_1 个计数的偶然符合计数率为

$$n_{rc}=2\tau n_1 n_2 \tag{8.1.1}$$

同理，推广到 i 重符合时，偶然符合计数率：

$$n_{rc}=i\tau^{i-1}n_1 n_2\cdots n_i \tag{8.1.2}$$

测量偶然符合计数率便可以确定符合装置的分辨时间。例如：$n_1=n_2=100/\text{s}$，$n_{rc}=72/\text{h}$，由式(8.1.1)则可得 $\tau=1\ \mu\text{s}$。

对于既要求时间选择，又要求能量选择的情况，可以将图 8.1.7 中甄别器改成幅度分析器，或用快慢符合方法，也即再加上图上虚线部分。两探测器输出的快信号，通过快放大进行快符合，然后与慢道信号三重慢符合输出。这样既通过慢道进行能量选择，又通过快道直接进行时间选择，克服了幅度分析器速度不快的缺点。

延迟符合：有些相关事件不同时发生，而是继第一事件发生之后，经过一段固定时间延迟才发生第二事件。它主要用于进行核与粒子的寿命测量和其他具有时间间隔的事件的测量。

8.2 探测器信号输出回路

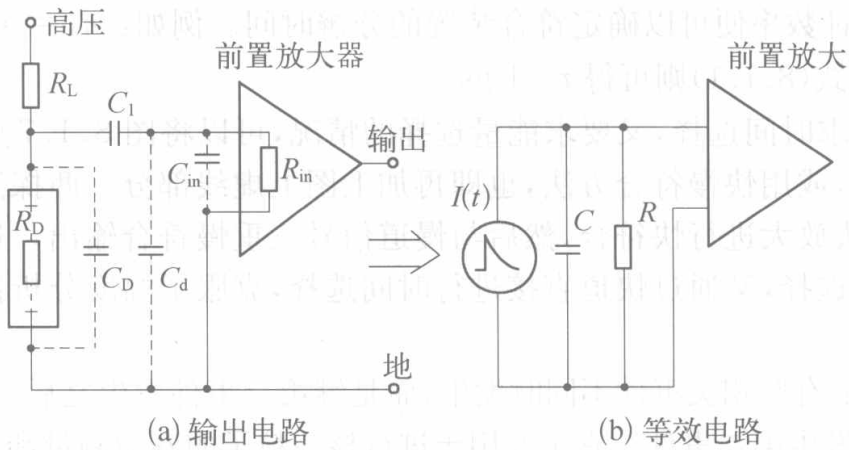
粒子探测系统由探测器、电子学仪器和连接它们的前置级组成。前置级往往和探测器装在一起，实际上构成了探测器的输出回路。由于各种探测器的性能各不相同，输出电路也有很大差别，大多数包括三部分：RC 成形回路、前置放大和阻抗变换(射极跟随器)。

8.2.1 RC 成形回路

通常电源电压是经过负载电阻 R_L 给探测器供电的，信号同时又从这儿输出。对气体探测器和半导体探测器，这个输出点就是它的集电极；对闪烁探测器，这点就是光电倍增管的阳极或一个倍增极。输出脉冲常常通过一个隔直电容 C_1 加到前置放大器上。图 8.2.1(a)给出了一个输出电路的例子，其中 R_D 是探测器内阻，R_{in}是前置放大器输入电阻，C_D 是探测器输出电容，C_{in}是前置放大器输入电容，C_d 是连线和元件的分布电容。这个电路的等效电路如图 8.2.1(b)所示。其中

$$\frac{1}{R}=\frac{1}{R_L}+\frac{1}{R_D}+\frac{1}{R_{in}} \tag{8.2.1}$$

$$C=C_D+C_{in}+C_d \tag{8.2.2}$$



(a) 输出电路　　(b) 等效电路

图 8.2.1　探测器的输出电路

探测器可看作是一个电流源：能量→电荷→电流脉冲，其形式取决于各探测器的工作机制。

1. 电离室的电流脉冲

一般情况下，电子的迁移率 μ^- 约为离子 μ^+ 的 10^3 倍，所以电流脉冲比正离子电流脉冲高 10^3 倍(见图 4.2.5)。

2. 正比计数管的电流脉冲

圆柱型正比管的电场分布 $E(r)=\dfrac{V_0}{r\ln\left(\dfrac{b}{a}\right)}$，电流脉冲主要是离子的贡献，$i^+(t)=\dfrac{MQeC}{4\pi\varepsilon_0 P}\cdot\dfrac{1}{t_0+t}$，其中 $t_0=\dfrac{\pi a^2\varepsilon_0}{\mu^+ CV_0}$，$C=\dfrac{2\pi\varepsilon_0}{\ln\left(\dfrac{b}{a}\right)}$。估算一下数量级，假设 $M=10^6$，$Q=1$，$e=1.6\times10^{-19}$ C，$\mu^+=1.7\times10^{-4}\ \mathrm{m^2\cdot s^{-1}\cdot V^{-1}\cdot atm}$，$C=8\times10^{-12}$ F/m，$\varepsilon_0=8.85\times10^{-12}$ F/m，$V_0=3\ 000$ V，$P=1$ atm，$a=10\times10^{-6}$ m，$b=1.0\times10^{-2}$ m，代入上式求得电流脉冲的峰值 $i^+(0)=17\ \mu$A，电流脉冲持续时间为 436 μs(正离子从 a 漂移到 b 所用的时间)。

3. MWPC 的电流脉冲

多丝正比室的电场分布，当 $x\ll s$，$y\ll s$ 时，$E(x,y)\approx\dfrac{CV_0}{2\pi\varepsilon_0}\dfrac{1}{\sqrt{x^2+y^2}}=\dfrac{CV_0}{2\pi\varepsilon_0}\dfrac{1}{r}$，在阳极丝附近电场很强，电子发生雪崩放大；当 $y\geqslant s$ 时，$E(y)\approx\dfrac{CV_0}{2\varepsilon_0 s}$，$E(x)\approx0$，为均匀电场，电子向最近的阳极丝漂移。离子在阳极丝附近($r\ll s$)运动时，在阳极丝输出回路形成的电流脉冲幅度按 $1/t$ 关系衰减；当离子进入均匀电场区($y\geqslant s$)运动时，阳极丝回路的电流以恒定值持续到离子漂移到阴极。估算典型值，假设 $2a=20\ \mu$m，$s=2$ mm，$V_0=4\ 000$ V，$l=4$ mm，$C=5.7$ pF/m，$\varepsilon_0=8.85\times10^{-12}$F/m，$\mu^+=1.7\times10^{-4}\ \mathrm{m^2\cdot s^{-1}\cdot V^{-1}\cdot atm}$，正离子开始向阴极运动时 $t=0$，$i(0)=11.5\ \mu$A，最后恒定电流≈4.7 μA。设 $r=0.1$ mm 是雪崩区和漂移区的分界(实际上不明显)，则变化电流持续时间约为 0.29 μs，恒定电流约持续 35 μs。

4. 闪烁计数器的输出电压脉冲

假设粒子击中闪烁体的瞬间，闪烁体的荧光达到某一极大值，然后发光强度以荧光衰减时间 τ 按指数规律衰减。忽略闪烁光在闪烁体中传播时间的统计涨落，则光阴极的光电子产生率随时间的变化和荧光具有同样的衰减规律。此外，PMT 的渡越时间和渡越时间分散的影响，其典型值：快 PMT 的渡越时间分散 $\Delta\tau\sim1$ ns，NaI(Tl)的发光衰减时间约为 230 ns，有机闪烁体的发光衰减时间为 1～5 ns。

电流脉冲经 RC 回路形成电压脉冲。以闪烁探测器为例，用拉普拉斯变换方法来计算 RC 回路形成的电压脉冲，这是电路计算常用的方法。把电流脉冲 $I(t)=I_0\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}}$ 看作原函数，则经拉氏变换，得到像函数：$I(P)=\dfrac{I_0}{P-\left(-\dfrac{1}{\tau}\right)}=\dfrac{I_0}{P+\dfrac{1}{\tau}}$，将 RC 回路阻抗也进行变换，其阻抗是电容和电阻并联，所以 $Z(P)=\dfrac{1}{\dfrac{1}{R}+\dfrac{1}{\dfrac{1}{PC}}}=\dfrac{R}{1+RPC}=\dfrac{1}{C}\cdot\dfrac{1}{P+\dfrac{1}{RC}}$，这里以 PC 代替了 ωC，P 包括了各种频率，也包括 ω。因此，$U(P)=I(P)Z(P)=\dfrac{I_0}{C}\cdot\dfrac{1}{\left(P+\dfrac{1}{\tau}\right)\left(P+\dfrac{1}{RC}\right)}$，进行拉氏反变换，故有

$$U(t)=\frac{I_0}{C}\frac{\mathrm{e}^{-\frac{t}{RC}}-\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}}}{\frac{1}{\tau}-\frac{1}{RC}}=\frac{I_0\tau R}{RC-\tau}(\mathrm{e}^{-\frac{t}{RC}}-\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}})=\frac{Q_0R}{RC-\tau}(\mathrm{e}^{-\frac{t}{RC}}-\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}}) \tag{8.2.3}$$

由此可见，电压脉冲是两个指数下降脉冲的差，一个下降时间常数是 RC，即由 RC 回路的充放电时间常数决定；一个是 τ，即由闪烁体发光衰减时间决定。整个电压脉冲波形取决于 RC 和 τ。

电压脉冲达到最大值 U_M 和达到最大值的时间 t_M 由 $\mathrm{d}U(t)/\mathrm{d}t=0$ 给出。即

$$\frac{\mathrm{d}U(t)}{\mathrm{d}t}=\frac{Q_0R}{RC-\tau}\left(-\frac{1}{RC}\mathrm{e}^{-\frac{t}{RC}}+\frac{1}{\tau}\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}}\right)=0$$

所以

$$t_\mathrm{M}=\frac{RC\tau}{RC-\tau}\ln\frac{RC}{\tau} \tag{8.2.4}$$

将 t_M 代入式(8.2.3)得到

$$U_\mathrm{M}=\frac{Q_0R}{RC-\tau}(\mathrm{e}^{-\frac{\tau}{RC-\tau}\ln\frac{RC}{\tau}}-\mathrm{e}^{-\frac{RC}{RC-\tau}\ln\frac{RC}{\tau}})=\frac{Q_0}{C}\left(\frac{RC}{\tau}\right)^{-\frac{\tau}{RC-\tau}} \tag{8.2.5}$$

当 $RC\gg\tau$ 时，近似有 $U(t)=\dfrac{Q_0}{C}\mathrm{e}^{-\frac{t}{RC}}(1-\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}})$，$U_\mathrm{M}=\dfrac{Q_0}{C}$，$t_\mathrm{M}=\tau\ln\dfrac{RC}{\tau}$；

当 $RC=\tau$ 时，近似有 $U(t)=\dfrac{Q_0}{C}\dfrac{t}{\tau}\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}}$，$U_\mathrm{M}=\dfrac{1}{\mathrm{e}}\dfrac{Q_0}{C}$，$t_\mathrm{M}=\tau$；

当 $RC \ll \tau$ 时，近似有 $U(t)=\frac{Q_0 R}{\tau}e^{-\frac{t}{\tau}}(1-e^{-\frac{t}{RC}})$，$U_M=\frac{Q_0 R}{\tau}$，$t_M=RC\ln\frac{\tau}{RC}$。

由此可以得出几点结论：

(1) 输出电压脉冲幅度 U_M 与电荷 Q_0 成正比，即与粒子能量成正比。这样的输出电路可用于脉冲幅度分析系统。

(2) 输出脉冲的 t_M 仅由闪烁体的发光衰减时间 τ 和回路的 RC 值决定。对一个确定的闪烁体而言仅由 RC 决定，改变 R，就可以改变 t_M，t_M 与入射粒子的能量无关，因而即使脉冲波形幅度不同，但上升时间一样，这点有利于时间测量。

(3) 当 $RC \gg \tau$ 时，$U_M=Q_0/C$，与 R 及 τ 无关，C 越小，幅度越大，脉冲较宽。当 $RC \ll \tau$ 时，$U_M=Q_0R/\tau$，与 C 无关，R 越小，幅度越小，脉冲前沿较快，脉冲较窄，有利于时间测量，但幅度较小。

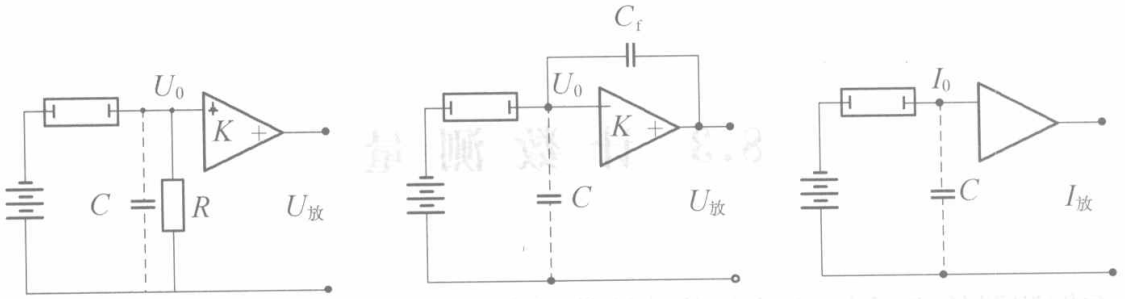
(4) 作能量测量时，R 适当取大些，此时脉冲幅度较大，宽度较宽，但 R 大到一定程度脉冲幅度达到饱和，且脉冲幅度太宽，造成漏记数，不能用于高计数率场合，一般 R 取 10～100 kΩ。

(5) 作时间测量时，R 取小些，一般为几十 Ω，小于 1 kΩ。

(6) 对气体探测器和半导体探测器而言，其电流脉冲不是指数形式，其脉冲形状与入射粒子的种类、能量、入射地点等有关。

8.2.2　前置放大器

前置放大器的作用是提高系统的信噪比，减小探测器信号经电缆传送时受外界干扰的影响。有三种前置放大器：电压灵敏、电流灵敏、电荷灵敏，如图 8.2.2 所示。



(a) 电压灵敏型　$U_{放}=KU_0=K\frac{Q_0}{C}$

(b) 电荷灵敏型　$U_{放}=-KU_0=-\frac{Q_0}{C_f}$

(c) 电流灵敏型　$I_{放}=KI_0$

图 8.2.2　三种类型的前置放大器

电压灵敏放大器：放大器输出电压脉冲 $U_{放}$ 与探测器输出电压 U_0 脉冲成正比(图 8.2.2(a))，即 $U_{放}=KU_0$。通常使用负反馈放大器，K 是闭环放大倍数。电压

放大器的信噪比最好，一般入射粒子能量测量都用电压灵敏放大器。

电荷灵敏放大器：用于面垒型半导体探测器进行能量测量。第5章指出，面垒型半导体探测器的结电容很大，并且随工作电压和温度变化，引起输出脉冲幅度随工作电压变化，需要使用电荷灵敏放大器，可以消除结电容的影响。如图8.2.2(b)所示，它是在放大倍数为 $-K$ 的电压放大器的输出端接一个小电容 C_f 反馈到输入端，因而放大器的等效输入电容为 $C+KC_f$。只要 K 足够大，有 $KC_f \gg C$，那么输出脉冲幅度 $U_{放}=-KU_0=-\frac{KQ}{KC_f}=-\frac{Q}{C_f}$，仅与反馈小电容有关，与探测器结电容无关。为了减小噪声，一般负载电阻尽量取大些(第4节讨论)。R 的上限取决于电极的漏电流和半导体探测器的反向电流。如果漏电流造成的噪声超过了电阻的噪声，增大电阻变得没有意义。由于 RC 较大，电压脉冲较宽，还需另加成形电路把它再变为窄脉冲。另外，由于探测器输出脉冲幅度较小，即使有脉冲重叠也不容易造成前置放大器过载，因此可以在主放大器中成形。为了得到好的信噪比，成形时间常数一般为1 μs左右，因此电荷灵敏放大器一般应用于低能低计数率场合，计数率不超过 10^4/s。

电流灵敏放大器：用于快速时间测量、高计数率或探测器必须远离测量仪器的场合。探测器输出电流脉冲宽度窄，不需要再成形，因此直接利用电流灵敏放大器是很有利的(图8.2.2(c))，$I_{放}=KI_0$。在长电缆传输信号的场合，电流灵敏放大器输入电阻小，长电缆的电容和分布电容虽然较大，可是对电流脉冲影响较小，同时 RC 小，外界干扰影响也小。但是由于 R 小，电阻的热噪声影响变大，所以电流灵敏放大器的信噪比不如电压灵敏放大器。

8.3 计数测量

在探测器的应用中，无论是脉冲计数系统还是脉冲幅度分析系统，最基本的测量量是脉冲数。因此计数测量中所要考虑的问题在探测器应用中具有普遍意义。

8.3.1 探测效率

计数系统最重要的参量是探测效率，它是指放射源发出的粒子被计数系统记录下来的百分数。在实际工作中，总是希望探测效率越高越好。影响效率的因素

大致可以分为四部分：由于放射源发出的粒子不是全部射向探测器的，即探测器对源所张立体角不是 4π，造成的几何效率 $\varepsilon_{几}$；粒子入射到探测器界面上，由于散射或窗的吸收等造成的边界效率 $\varepsilon_{边}$；粒子进入探测器内，探测器将它转变成电信号的物理效率 $\varepsilon_{物}$；电子学仪器的甄别阈、分辨时间等造成的电效率 $\varepsilon_{电}$。因此总的效率为四部分探测效率的乘积：

$$\varepsilon=\varepsilon_{几}\cdot\varepsilon_{边}\cdot\varepsilon_{物}\cdot\varepsilon_{电} \tag{8.3.1}$$

显然

$$\varepsilon_{几}=\frac{\text{射向探测器灵敏体积的粒子数}}{\text{粒子源发射的全部粒子数}} \tag{8.3.2}$$

$$\varepsilon_{边}=\frac{\text{进入探测器灵敏体积的粒子数}}{\text{射向探测器灵敏体积的粒子数}} \tag{8.3.3}$$

$$\varepsilon_{物}=\frac{\text{探测器输出的电脉冲数}}{\text{进入探测器灵敏体积的粒子数}} \tag{8.3.4}$$

$$\varepsilon_{电}=\frac{\text{仪器记录下来的脉冲数}}{\text{探测器输出的脉冲数}} \tag{8.3.5}$$

一、几何效率

探测器的尺寸越大，离放射源的距离越近，几何效率就越高。最简单的例子如图 8.3.1 所示，探测器是半径为 r 的圆柱体，厚度 d 远远小于探测器到放射源的距离 h，即 $d\ll h$，设放射源为点源，放在探测器的轴线上。根据定义，探测器对源所张立体角为

$$\Omega=\frac{\int \mathrm{d}S}{R^2}=\frac{1}{R^2}\int_0^{\alpha}(2\pi R\sin\theta)R\,\mathrm{d}\theta=2\pi(1-\cos\alpha) \tag{8.3.6}$$

式中 $\mathrm{d}S$ 是以探测器轴为圆心的圆环面积，$2\pi R\sin\theta$ 是圆环周长，$R\,\mathrm{d}\theta$ 是环宽。因此

$$\varepsilon_{几}=\frac{\Omega}{4\pi}=\frac{1}{2}(1-\cos\alpha)=\frac{1}{2}\left[1-\frac{h}{(h^2+r^2)^{1/2}}\right] \tag{8.3.7}$$

当 $r\ll h$ 时，上式近似有

$$\varepsilon_{几}\approx\frac{1}{4}\left(\frac{r}{h}\right)^2 \tag{8.3.8}$$

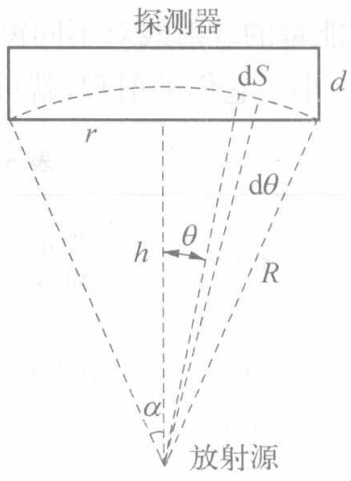


图 8.3.1　探测器的立体角效率

二、边界效率

由于边界效率是粒子在探测器的入射窗和放射源到探测器之间路程上被吸收及被散射掉一部分造成的，所以要求吸收、散射越少越好。

吸收效应与入射粒子的类型和能量，路程的距离和介质的性质，以及窗材料的性质和厚度有关。入射粒子能量越大，质量越小，所带电荷越少，则吸收越少，射程越长。根据第2章讨论，电子射程很长，容易穿过窗进入探测器；质子、α粒子射程很短，吸收效应很强；γ射线和中子几乎无损失地通过窗。

吸收介质的密度和原子序数越小，入射粒子射程越长；窗越薄，吸收越少。在已学过的各种探测器中，记录带电粒子的气体探测器，用低原子序数的材料如云母片、聚酯薄膜和铍等做窗；金硅面垒探测器的窗极薄。源至探测器之间的介质，一般是空气，密度小，吸收少，可不考虑；某些情况下不能忽略时，可以抽真空，如α粒子的探测。

对散射效应，探测器和窗材料的密度和原子序数越小，入射粒子能量越大，散射效应就越小。因此也要选择密度和原子序数小的材料做窗。电子的散射效应较突出。如靠近蒽晶体表面的β粒子约有8%因散射而逃出晶体，而NaI(Tl)因原子序数大则有80%～90%逃逸。所以往往用有机闪烁体和硅半导体探测器探测电子。实际工作中为了减少散射的影响，还可以把探测器做成井形，把放射源夹在中间。

对准直的β和γ射线，边界效率由指数吸收规律给出：

$$\varepsilon_{边}=\frac{I}{I_0}=e^{-(\mu_1 d_1+\mu_2 d_2)} \tag{8.3.9}$$

式中 d_1 是源到探测器的距离，d_2 是探测器的窗厚，μ_1 和 μ_2 分别是源与探测器之间的介质和探测器的窗材料的吸收系数。表8.3.1给出了由此公式计算的几种不同能量的β射线对不同窗厚的边界效率。对质子、α粒子等重带电粒子只要(d_1+d_2)小于它们的射程，就可以使边界效率达到100%。

表8.3.1　β射线由于窗吸收造成的边界效率

β源	能量[MeV]	吸收系数[cm^2/mg]	不同窗厚的边界效率[%]		
			30 mg/cm^2	4 mg/cm^2	0.9 mg/cm^2
^{14}C	0.156	0.26	0.04	35	79
^{45}Ca	0.250	0.122	3.0	61	89
^{64}Cu	0.58	0.035	35	87	97
^{32}P	1.707	0.007 8	79	97	99

三、物理效率

物理效率是粒子进入探测器后能使探测器有输出脉冲的概率，亦称探测器效率。要求粒子入射探测器被吸收得越多越好，故探测器的密度和原子序数越大越好。对能量不是很高的带电粒子，各种探测器的物理效率都可以达到 100%。

然而对 γ 射线探测的物理效率有很大差别，这是因为 γ 射线的穿透能力很强，探测器不能直接探测它，而是探测它与介质发生作用产生的次级带电粒子而间接探测。对平行入射的 γ 射线，探测器灵敏厚度为 d，则 γ 射线通过它被吸收的部分就是探测器探测 γ 射线的物理效率：

$$\varepsilon_{物}=\frac{I_0-I}{I_0}=1-\mathrm{e}^{-\mu d} \tag{8.3.10}$$

其中 μ 是三种效应的总吸收系数，有图表可查。

实际上往往对点源或线源，要用更加严格的公式，本节并不是要给出放射源强度的测量，而是给出物理效率知识，用式(8.3.10)就可以粗略地估计，但实际的值比这个估计值略低。例如，对^{137}Cs 的 662 keV γ 射线，NaI(Tl)晶体的 $\mu=0.075$ cm^2/g，半导体硅的 $\mu=0.077$ cm^2/g，因此常用的 $\phi40\times40$ 碘化钠晶体的物理效率约 67%。0.5 mm 厚灵敏层的金硅面垒型探测器的物理效率仅 1%，而 1 cm 厚的 Si(Li)探测器的物理效率达 16%。因此对于闪烁探测器，物理效率可以很高，视所用闪烁体类型和大小，以及 γ 射线能量而定，大的 NaI(Tl)闪烁体或低能情况下(如 100 keV 以下)可达 100%。

对于气体探测器，通常气体密度很小，γ 射线在气体中产生次级电子的概率很小，探测 γ 射线主要是靠 γ 光子在阴极材料上产生次级电子，并进入气体灵敏区，从而形成脉冲。很明显，只有在阴极材料上距内壁为次级电子最大射程这一小薄层内产生的次级电子才能进入气体灵敏区，因此阴极厚度要大于次级电子最大射程，但太厚也没有用处。

物理效率与阴极材料有关，第 2 章已指出，对低能 γ 射线，光电效应是主要的，且截面 $\sigma_{ph}\propto Z^5$；而在 0.5～2 MeV 范围，康普顿效应贡献增大，截面 $\sigma_c\propto Z$；当 $E_\gamma>3$ MeV 时，电子对效应是主要的，截面 $\sigma_e\propto Z^2$。而次级电子的射程 $R\propto 1/Z$，上面叙述已指出物理效率除了正比于作用截面外还正比于射程，因此近似地有 $\sigma_{ph}\bar{R}_{ph}\propto Z^4$，$\sigma_c\bar{R}_c$ 与 Z 无关，$\sigma_e\bar{R}_e\propto Z$。也就是说探测低能和较高能量 γ 射线时，气体探测器阴极材料最好用原子序数 Z 大的金属，例如在铝阴极上镀一层厚 0.01 mm的铅，则对能量为 250 keV 的 γ 射线的探测效率可以提高 25 倍。图8.3.2

给出气体探测器用铅、锡、铜、铝四种材料作阴极时的 γ 探测效率。可见，铅最理想，对各种能量 γ 射线的探测效率接近 1%，而铜阴极效率随能量减少几乎是直线下降，下降速度相当 1%/MeV，在 0.2 MeV 以下，效率又增加是由于 γ 射线在气体内直接产生光电子的几率增加，以及在壁上光电效应截面急剧增加的缘故。目前常用的 γ 计数管阴极材料有钨粉、铜、氯化亚锡等。所以应选用 Z 大的重金属。选用 Z 大的气体并增加气压和探测器灵敏体积，以提高物理效率。图 8.3.3 给出铍窗薄 NaI(Tl) 闪烁探测器和气体探测器的探测效率(边界效率和物理效率)与 X 射线能量关系。

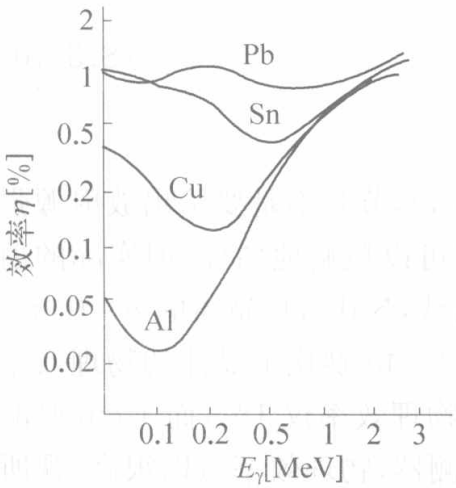


图 8.3.2 气体探测器的 γ 探测效率

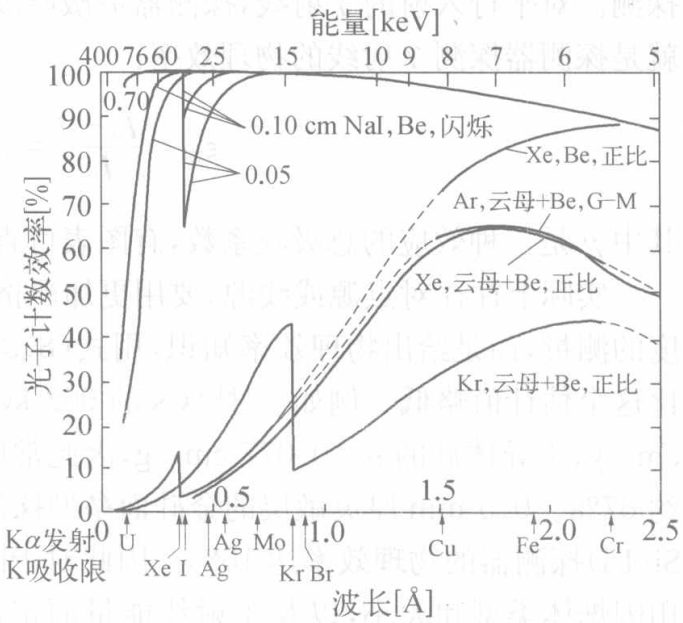


图 8.3.3 薄窗 NaI(Tl)和气体探测器的探测效率

四、电效率

电效率由电子学线路的分辨时间、甄别器的阈值、幅度分析器的道宽等因素决定。各种物理实验的电子学线路有不同的调节方式和要求，电子学效率亦不同。

总的探测效率是以上四部分共同的贡献，要提高探测效率必须提高各个部分的效率。

8.3.2 坪特性

探测器的坪特性是探测器的重要参量之一，可以帮助了解探测器的合适的工作电压，使之工作在较好的状态下。探测器坪特性可以用计数率坪曲线和效率坪曲线来描述。

一、高压计数坪特性

当甄别器的甄别阈固定以后，改变工作电压，测量计数率随高压的变化曲线，

即得到计数率坪曲线，亦称高压坪曲线(图 8.3.4)。

探测器外加电压大于阈电压 V_s 后，计数系统开始有计数，随着电压增加，计数率很快增加，然后在一段电压范围内，计数率变化相对较小，趋于饱和，这个范围就叫“坪”。显然计数系统要求坪曲线有“坪”，并希望坪区长，坪斜小。这样探测器效率随工作电压变化较小，工作较稳定。探测器工作电压选在坪区的中间靠前 1/3 处。

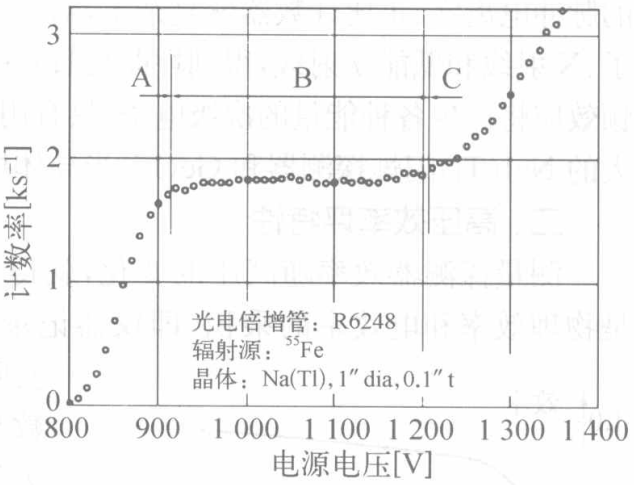


图 8.3.4　高压坪曲线

计数率坪曲线与甄别阈大小、脉冲幅度分布、噪声大小有关。由图 8.3.5可见，对幅度分布像曲线Ⅰ那样，只有一种或几种幅度的脉冲，低幅度是噪声贡献，中间计数很少，由本底贡献。这时，无论是计数率随工作电压的变化，还是随甄别阈的变化(即脉冲幅度的积分分布)，都将得到一段坪区。如果各种幅度的脉冲都有，如曲线Ⅱ，那么计数率随高压的增加而增加，基本上没有坪。但是，如果小幅度脉冲不太多，噪声幅度较低，高压较高，以致绝大多数信号脉冲都超过甄别阈时，再改变高压，对计数率影响已经较小，也能得到一小段坪区，这是闪烁探测器探测 γ 射线时的情况。继续增加高压，计数率又急剧增加，这是由于噪声和放电的贡献。显然坪的起始电压、坪长和坪斜与甄别阈、噪声和脉冲幅度分布有关。甄别阈越低，噪声幅度越小，脉冲幅度分布中小幅度脉冲越少，则坪越长，坪斜越小，起始电压越低。

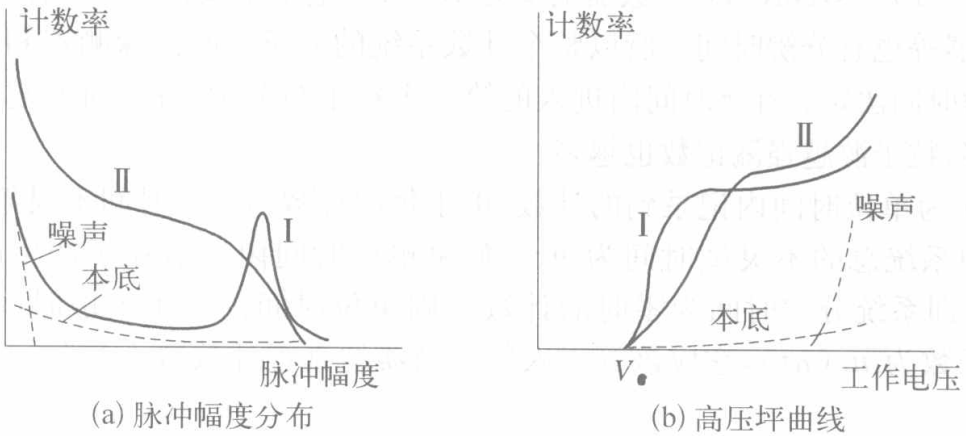


图 8.3.5　坪曲线与脉冲幅度分布的关系

G－M 计数器、BF3 正比计数器、裂变电离室的输出脉冲幅度均不随粒子能量

变化，因此有标准的坪曲线Ⅰ。闪烁探测器、切伦科夫探测器、半导体探测器和一般的脉冲电离室、正比计数器就复杂了，对β射线连续能谱，坪曲线为Ⅱ；对单能带电粒子、X射线和低能γ射线，得到坪曲线Ⅰ；对能量为0.1～几 MeV 的γ射线，由于康普顿效应将产生各种能量的次级电子，只有用 Z 大的材料，并有足够大的尺寸，如用较大的 NaI(Tl)闪烁探测器和 Ge(Li)半导体探测器，才能得到坪曲线Ⅰ。

二、高压效率坪特性

测量探测器效率随高压的变化，就得到效率坪曲线(图 8.3.6)。这里的效率是物理效率和电效率的乘积，即仪器记录的粒子数与进入探测器的粒子数之比。实际上测量到的计数率减去本底和噪声计数与单位时间进入探测器的粒子数之比即为效率。由效率坪曲线可以直接得到探测效率，这对位置灵敏的探测器如 MWPC 等是很重要的。这些探测器的整个体积内有一部分是不灵敏的，不灵敏空间与高压及其他因素有关，随高压增加而减小，在高能物理实验中有接近于 100% 的效率是很重要的。所以可以由效率坪确定探测器的工作电压。

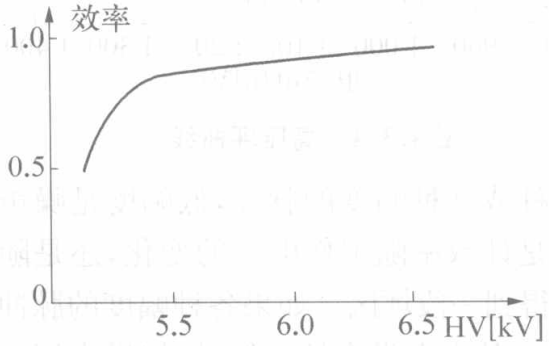


图 8.3.6　效率坪曲线

8.3.3　计数率线性和探测器的分辨时间

各种探测器都有一定的分辨时间 τ，如正比计数器的 τ 为 10^{-6}～10^{-8} s，G－M 计数器的 τ 为 10^{-4}～10^{-5}s，半导体探测器的 τ 为 10^{-7}～10^{-8} s，塑料闪烁计数器的 τ 为 10^{-8}～10^{-9} s，NaI(Tl)计数器的 τ 为 10^{-6} s。电子学线路如放大器、幅度分析器、定标器等也有分辨时间。所以整个计数系统的分辨时间由探测器和电子学线路的分辨时间决定。在 τ 时间内进入的第二个粒子被漏记，分辨时间越大造成漏记数越多，粒子源越强漏记数也越多。

设 n 为单位时间内记录到的计数，由于每次计数后有 τ 时间不灵敏，因而单位时间内系统总的不灵敏时间为 $n\tau$。如果单位时间内入射粒子产生的真正计数为 n_0(即系统分辨时间为零时的计数)，则单位时间内因不灵敏时间 $n\tau$ 而漏记的粒子数为 $n_0(n\tau)$，它应该等于入射探测器的真正计数减去实际记录到的计数，即

$$n_0(n\tau) = n_0 - n \tag{8.3.11}$$

则单位时间入射到探测器的粒子数为

$$n_0 = \frac{n}{1 - n\tau} \tag{8.3.12}$$

单位时间探测器系统记录到的计数为

$$n = \frac{n_0}{1 + n_0\tau} \tag{8.3.13}$$

由于分辨时间造成的探测效率为

$$\varepsilon = \frac{n}{n_0} = \frac{1}{1 + n_0\tau} = 1 - n\tau \tag{8.3.14}$$

由此可见，在 n_0 较小时，$n_0\tau \ll 1$，则 $n = n_0$，$\varepsilon = 1$。当 n_0 增大，$n_0\tau \sim 1$ 时，计数率出现非线性，计数系统记录到的计数 n 减少，探测效率降低。系统的分辨时间越大，计数率越高，漏记数就越多，效率越低。因此，分辨时间限制了系统能应用的最高计数率。若计数率的相对误差要求小于 δ，即

$$\frac{n_0 - n}{n_0} \leqslant \delta \tag{8.3.15}$$

利用式(8.3.13)代入上式，可得

$$n_0 \leqslant \frac{\delta}{(1 - \delta)\tau} \tag{8.3.16}$$

给出的 n_0 就是计数系统在给定的精度下，由于存在分辨时间而允许的最高计数率，即可使用的最高源强。

8.3.4　探测器的选择

在选择计数系统的探测器时，必须根据物理实验的要求，综合考虑它的探测效率、分辨时间、坪特性以及前面讨论过的本底计数、寿命、环境影响等因素。

β 射线和电子探测，可选用正比计数器、G－M 计数器、塑料闪烁体、液闪等探测器。

α 粒子和重带电粒子探测，可选用 ZnS(Ag)和金硅面垒半导体探测器。

高能带电粒子探测，可选用塑料闪烁计数器、MWPC 和切伦科夫探测器。

γ 射线探测，可选用 G－M 计数器和 NaI(Tl)计数器。

低能 γ 射线和 X 射线探测，可选用正比计数器、薄窗 MWPC、Si(Li)等。

中子探测，可选用 BF_3 正比计数器、裂变室、ZnS＋含氢物质的快中子屏、ZnS＋B 慢中子屏。

8.4 能量测量

各种粒子的能量测量是粒子物理与原子核物理领域应用最广泛的技术。本节主要讨论脉冲幅度分析系统，即能谱仪所遇到的主要问题：线性、能量分辨率、噪声等，对各种粒子能谱进行分析，最后对能谱测量所用探测器进行选择。

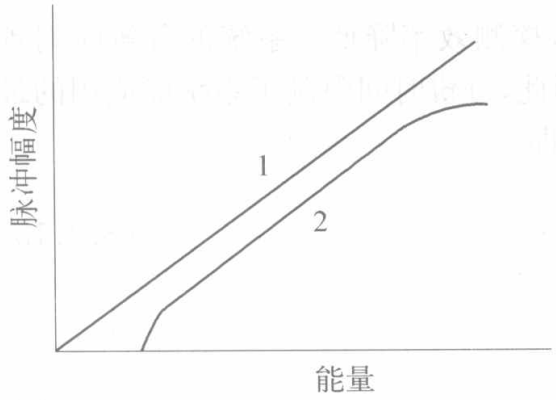


图 8.4.1 能谱仪的能量——幅度关系

8.4.1 能量线性和刻度

测量粒子能量的基本条件是探测器输出脉冲幅度和粒子在探测器中损失的能量有线性关系

$$U = aE + b \tag{8.4.1}$$

式中 a 和 b 是与能量 E 无关的常数。通常 b 较小，可忽略，这就成了过原点的直线。有时，特别是低能时，b 不能忽略。图8.4.1就表明了这种关系，通过测量脉冲幅度就可以确定粒子能量。图中 1 是理想的线性关系，2 是存在低能区和高能区的非线性。

探测器输出信号的非线性主要原因有：一是探测器固有的无法消除的；二是由于电荷饱和、窗的吸收和边界效应等造成的高能和低能部分的非线性。除了探测器造成的非线性外，还有电子学线路的非线性，如射极跟随器的非线性、放大器的过载、幅度分析器甄别阈或道数的非线性等，其中关键的是不过载的线性放大器。这些都认真挑选和调整得尽可能线性后，还要进行能量刻度，作非线性修正。

能量刻度就是用几种已知能量的放射源测量能量与脉冲幅度（以全能峰峰位代表）之间的关系作能量刻度线，然后根据幅度测量，从能量刻度线上来确定能量。图 8.4.2 是

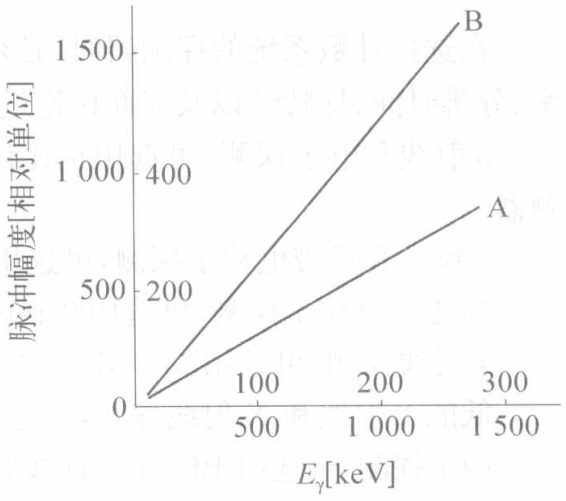


图 8.4.2 NaI(Tl)闪烁谱仪的能量刻度线

NaI(Tl)闪烁谱仪对 γ 射线的能量刻度线，A 是低能段的，B 是高能段的。一般选择单能且寿命较长的源来作能量刻度。表 8.4.1 给出了几种能量刻度常用的 γ 射线源。

表 8.4.1　能量刻度常用的 γ 射线源

γ 射线源	能　量	γ 射线源	能　量
^{241}Am	59.57 keV	^{55}Fe	5.9 keV
^{109}Cd	22.1 keV,87.8 keV	^{99m}Tc	141 keV
^{203}Hg	279 keV	^{198}Au	412 keV
湮灭辐射	511 keV	^{137}Cs	662 keV
^{54}Mn	835 keV	^{65}Zn	1 116 keV
^{60}Co	1 173 keV,1 333 keV,2 506 keV(叠加峰)	^{24}Na	1 369 keV,2 754 keV
……			

8.4.2　能量分辨率

一、定义

能谱仪中也用能量分辨率这一概念来表征谱仪系统分辨粒子不同能量的特性。能量为 E_0 的单能带电粒子，如果能量全部都损失在探测器内，能谱仪测量到的脉冲幅度微分谱并不是单一值的直线，而是如图 8.4.3 所示的近似对称的钟罩形曲线。如果能谱仪在测量的整个幅度范围内具有能量线性时，可用幅度分辨率表示能量分辨率

$$\eta=\frac{\Delta U_{半}}{U_0}=\frac{\Delta E_{半}}{E_0}(\%) \tag{8.4.2}$$

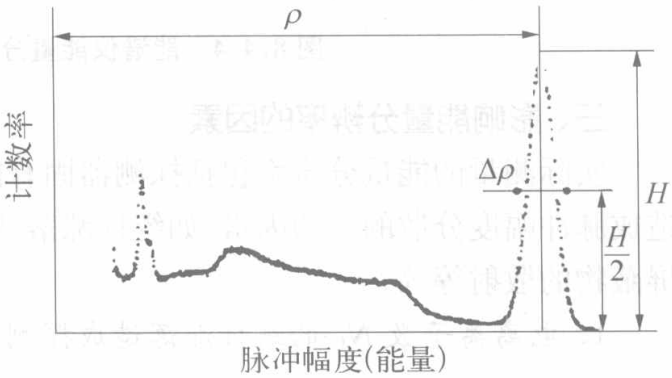


图 8.4.3　能谱仪的能量分辨率

$\Delta U_{半}$ 是脉冲幅度谱中峰位计数的一半处的全宽度(常叫半宽度或半高宽，用 Full Width at Half Maximum，FWHM，表示)，U_0 是峰位幅度，常用多道分析器的道数表示。$\Delta E_{半}$ 类似 $\Delta U_{半}$，只是用能量做坐标的谱峰的半宽度。用半宽度能量 $\Delta E_{半}$ 表示能量分辨，单位是 keV，在使用半导体探测器时很方便。因为半导体探测器的

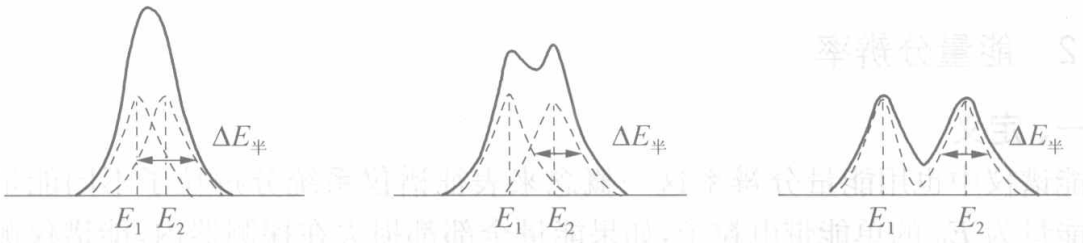
能量分辨率好，因而噪声影响较大，噪声经常以能量半宽度表示。测量低能 γ 射线和 X 射线的正比计数器也常用 $\Delta E_{半}$ 表示能量分辨。在用 $\Delta E_{半}$ 表示能量分辨时，必须说明是对什么能量的粒子得到的。

能量分辨率在理论上也可以用输出脉冲幅度 U_0 的标准误差 σ_U 表示

$$\eta=\frac{\Delta U_{半}}{U_0}=2.354\frac{\sigma_U}{U_0} \tag{8.4.3}$$

二、物理意义

由图 8.4.4 可以清楚看到能量分辨率的物理意义。假设测量两种单能带电粒子的能量 E_1 和 E_2，当 $|E_1-E_2|<\Delta E_{半}$ 时，两个峰叠加在一起形成一个峰，谱仪不能分辨出有两种不同能量的粒子存在；当 $|E_1-E_2|=\Delta E_{半}$ 时，两个峰刚刚能分开，谱仪刚刚能分辨出有两种不同能量的粒子存在；当 $|E_1-E_2|>\Delta E_{半}$ 时，两个峰明显分开，谱仪可以清楚地分辨出两种不同能量的粒子。因此能谱仪的能量分辨率越小越好，分辨率实际上表示能谱仪能分开不同能量粒子的本领。



(a) $|E_1-E_2|<\Delta E_{半}$　(b) $|E_1-E_2|=\Delta E_{半}$　(c) $|E_1-E_2|>\Delta E_{半}$

图 8.4.4　能谱仪能量分辨率的物理意义

三、影响能量分辨率的因素

实际测量的能量分辨率包括探测器固有能量分辨率和电子学及其他附加的会造成脉冲幅度分散的一切因素，如统计涨落、噪声、道宽、脉冲堆积、窗厚、源支架和屏蔽物的散射等等。

1. 电离离子数 N_0 的统计涨落造成探测器的固有分辨率 η_1

$$\eta_1=2.354\sqrt{\frac{F}{N_0}}=2.354\sqrt{\frac{F\varepsilon}{E}} \tag{8.4.4}$$

$$\Delta E_{半1}=\eta_1\cdot E=2.354\sqrt{F\varepsilon E} \tag{8.4.5}$$

式中 E 为入射粒子总能量，ε 为产生一对正负离子对所需的平均能量或产生一个光子所要消耗的能量，F 为小于 1 的法诺因子，不同探测器的法诺因子的值不同。

由于闪烁计数器的 ε 近似为 500 eV，气体探测器的 ε 近似为 30 eV，半导体探测器的 ε 近似为 3 eV，所以半导体探测器的能量分辨率最好，闪烁探测器最差。除了总电离数的统计涨落影响外，还要考虑探测器本身的电荷放大过程的涨落，如对正比计数器有 $\eta=2.354\sqrt{\frac{\varepsilon}{E}(F+0.67)}$。

2. 探测器和电子学仪器的噪声影响造成的能量分辨率 η_2

除了电离离子数和倍增过程的统计涨落外，噪声是影响能量分辨率的最重要因素。各种探测器都有噪声，半导体探测器的噪声最突出，其他输出信号小的探测器在低能、低本底精密测量中也要考虑噪声的影响。采取有效措施，尽量降低噪声，提高信噪比。

电子学噪声，亦称白噪声，时正时负，有大有小，叠加在信号脉冲上，引起脉冲幅度大小不一，使脉冲幅度分布展宽(图 8.4.5)。噪声有一定的频谱分布。电阻的热噪声在低频段，场效应管的热噪声在高频段。在放大器线路中加入微分电路可以减少低频噪声，加入积分电路可以减少高频噪声。

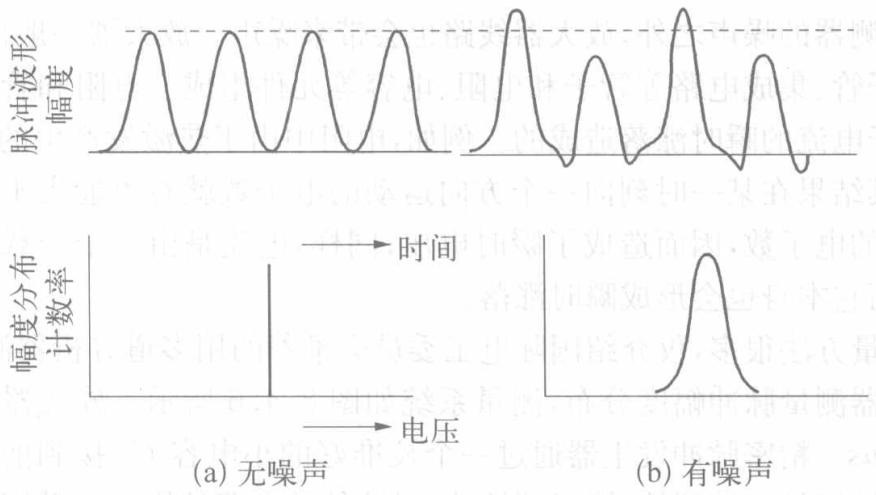


图 8.4.5　噪声对能量分辨率的影响

噪声有三种表示方法：

(1) 噪声电压 σ_U：不能用噪声电压的平均值表示，因为噪声时正时负，有大有小，其平均值为零，所以用均方根表示，$\sigma_U=\sqrt{U^2}$。这种表示方法对电压灵敏放大器较方便。

(2) 等效噪声电荷 ENC：噪声本质上是电荷运动的瞬时涨落造成的，而粒子信号也是电荷在电容上累积的结果，因此噪声可以直接用放大器输入端的等效电荷数 ENC 表示，它使输出脉冲幅度正好是噪声电压的均方根值。等效噪声电荷有

时也用电荷量 Q_{noise} 表示，$Q_{\text{noise}} = \text{ENC} \cdot e$。

(3) 噪声能量 $\Delta E_{半}$：噪声使探测器输出脉冲幅度分布展宽，即使测得的能谱展宽。因此噪声也可以直接用能量分布展宽的半宽度 $\Delta E_{半}$ 表示。显然，噪声能量直接给出了噪声对能量分辨率的贡献。

根据定义，三者之间有如下关系：

$$\sigma_U = \frac{\text{ENC} \cdot e}{\sum C} \tag{8.4.6}$$

$$\Delta E_{半} = 2.354\text{ENC} \cdot \varepsilon \tag{8.4.7}$$

ε 与探测器材料有关，如液氮温度下，硅的 ε 是 3.76 eV，锗的 ε 是 2.96 eV。所以必须指明是对什么探测器而言的，用 keV(Si)或 keV(Ge)表示。

探测器的噪声以半导体探测器最为突出，第 5 章已指出，它主要来源于反向电流。其他探测器也存在噪声，噪声影响较显著的主要是那些输出信号较小的探测器，如脉冲电离室、切伦科夫探测器。测量低、高能最小电离粒子的正比计数器和闪烁探测器的噪声也要考虑。

除了探测器的噪声之外，放大器线路也会带来噪声。放大器一般由晶体管、场效应管、电子管、集成电路等管子和电阻、电容等元件组成。电阻和管子都是噪声源，这是由于电流的瞬时涨落造成的。例如，电阻中由于热激发产生的自由电子做杂乱运动，其结果在某一时刻向一个方向运动的电子数就有可能大于或小于向另一方向运动的电子数，因而造成了瞬时电压；同样，电流是由一个个载流子的流动形成的，因而它本身也会形成瞬时涨落。

噪声测量方法很多，仅介绍国际电工委员会推荐的用多道分析器测量的方法。用多道分析器测量脉冲幅度分布，测量系统如图 8.4.6 所示。放大器成形电路时间常数为 1 μs。精密脉冲发生器通过一个校准好的小电容 C_c 接到前置放大器输入端。电容最好是三端型的，第三端接地，以防外接电路的影响。精密脉冲发生器通常使用水银开关脉冲产生器，它输出的阶跃脉冲 V_g 全部加到电容 C_c 和放大器输入端电容 $\sum C$ 上，引起电荷变化 $Q_g = \dfrac{V_g C_c \sum C}{C_c + \sum C}$。如果电荷脉冲经放大后在多道分析器内形成的谱峰道数为 N，展宽的半宽度道数为 ΔN，则有

$$\text{ENC} = Q_g \cdot \frac{\dfrac{\Delta N}{2.354}}{N \cdot e} = \frac{C_c V_g \Delta N}{2.354 N e} \tag{8.4.8}$$

脉冲产生器给出的电荷数也可以不用理论值 $V_g C_c$，而用一种能量 E 的放射源来

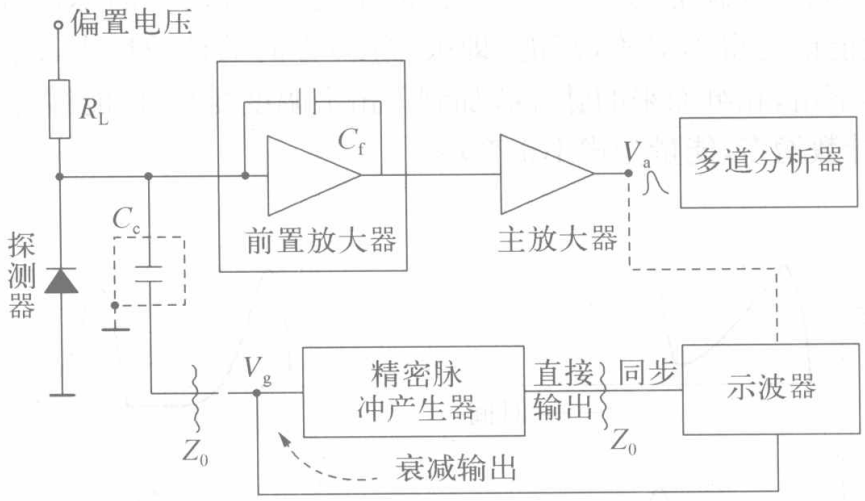


图 8.4.6　噪声测量方法

校准。例如，用^{207}Bi 的 482 keV 内转换电子峰，将发生器输出脉冲幅度调节到与校准源光电峰一致，因而有

$$\Delta E_{半} = \frac{E \cdot \Delta N}{N} \tag{8.4.9}$$

这样可以减小测量 V_g 和 C_c 带来的误差。

以上使用的是单源法，必须要求放大器输入噪声和输出幅度的关系是过零点的直线。这实际上很难实现，因此在精确测量中要用双源法。脉冲发生器分别给出两个幅度的脉冲 V_{g1} 和 V_{g2}，相应测得谱峰道数 N_1 和 N_2，ΔN 取两个峰中较宽的一个。为了减少多道分析器道宽的影响，必须使 $\Delta N \geqslant 5$ 道。由此有

$$\mathrm{ENC} = \frac{V_{g1} - V_{g2}}{N_1 - N_2} \cdot \frac{C_c \Delta N}{2.354e} \tag{8.4.10}$$

同样用两种已知能量的放射源来校准，有

$$\Delta E_{半3} = \frac{E_1 - E_2}{N_1 - N_2} \cdot \Delta N \tag{8.4.11}$$

噪声测量最简单的方法是用均方根电压表测量放大器的输出 U_{noise}，然后除以放大倍数 K，折算出放大器输入端电压，即得到噪声电压，$\sigma_U = \dfrac{U_{\mathrm{noise}}}{K}$。此方法适合于电压灵敏前置放大器，在有均方根电压表时使用。

3. 脉冲堆积的影响 η_3

图 8.4.7 给出脉冲堆积的影响。上图是脉冲波形，下图是脉冲幅度分布。

图 8.4.7(a)中脉冲下降很慢，拖一个长长的尾巴，相继而来的脉冲叠加到尾巴上幅度变大，使能谱变得不对称，高能（即大幅度）方向的计数增多，能量分辨变坏。(b)中脉冲有下击，相继而来的脉冲叠加到下击上幅度变小，使能谱也变得不对称，低能方向的计数增多，能量分辨率也变坏。

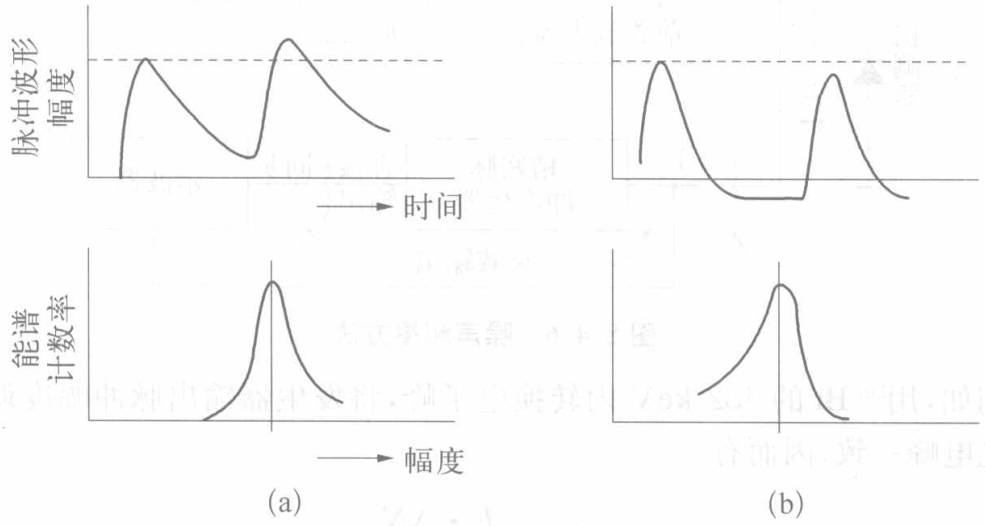


图 8.4.7　脉冲堆积对能量分辨率影响

脉冲堆积的影响与计数率有关，在低计数率时，堆积效应的影响较小；在高计数率场合，当脉冲之间的平均间隔接近系统的分辨时间时，必须考虑堆积效应。为了减少堆积效应的影响，电子学电路必须选择合适的脉冲成形和基线恢复电路，使脉冲变窄，并尽快恢复到零电位。注意成形电路的选择要兼顾噪声的减小。

4. 窗厚的影响 η_4

入射窗厚度对重粒子和低能粒子的影响很大，主要因窗厚的不均匀和粒子入射角度不同，造成粒子在窗中的能量损失不同，引起产生的电荷数有起伏。例如，垂直探测器表面入射和与探测器表面成 30°角入射的粒子，在窗内走过的路程相差一倍，因而在窗内损失的能量也相差一倍以上。当入射粒子能量很低时，可能相差几倍。这种能量起伏有几个 keV～几十个 keV，使能量分辨率变坏。解决的办法是加准直器。设窗厚为 d（单位为 μm），对 5 MeV 的 α 粒子由于入射窗厚度造成的能量加宽为

$$\Delta E_{半4} = 23.5\sqrt{d}(\text{keV}) \tag{8.4.12}$$

5. 多道分析器道宽的影响 η_5

脉冲幅度分析器的道宽 ΔN 不为零，测量的是某个小幅度区间内的脉冲，因而

使测量的脉冲幅度分布展宽。可以证明，由于 ΔN 的影响，多道能谱仪实际测得的能量分辨率为

$$\eta_5 = \eta_0\left[1 + 0.28\left(\frac{\Delta N}{\Delta U}\right)^2\right] \tag{8.4.13}$$

式中 ΔU 为峰的半宽度，η_0 是 $\Delta N = 0$ 时的能量分辨率。若要求道宽的影响小于 1%，即要求 $0.28\left(\frac{\Delta N}{\Delta U}\right)^2 \leqslant 0.01$，则 $\left(\frac{\Delta N}{\Delta U}\right)^2 \leqslant \frac{0.01}{0.28}$，$\left(\frac{\Delta U}{\Delta N}\right)^2 \geqslant 28$，所以 $\frac{\Delta U}{\Delta N} \geqslant 5$。对多道而言，道宽至少一道，$\Delta N = 1$，所以幅度分布的半高宽一定要有 5 道以上。

反过来，对能量分辨率已知的各种探测器，为了消除多道道宽的影响，一定要选用合适的多道，以保证测得的幅度分布的半高宽在 5 道以上。例如，NaI(Tl)闪烁计数器，$\eta \approx 10\%$，$\eta = \frac{\Delta U}{U} \leqslant \frac{10}{100}$，$\frac{5}{U} \geqslant \frac{1}{10}$，所以 $U \geqslant 50$，需要使用至少 50 道以上的多道分析器。对半导体探测器，若 $\eta \approx 1\%$，$U \geqslant 500$；若 $\eta \approx 0.2\%$，$U \geqslant 2\,500$。

综上所述，影响能量分辨率的因素很多，但主要有以上几部分，这些因素彼此独立无关，则总的能量分辨率为

$$\eta^2 = \eta_1^2 + \eta_2^2 + \eta_3^2 + \eta_4^2 + \eta_5^2 + \text{其他} \tag{8.4.14}$$

$$\Delta E_{半}^2 = \Delta E_{半1}^2 + \Delta E_{半2}^2 + \Delta E_{半3}^2 + \Delta E_{半4}^2 + \Delta E_{半5}^2 + \text{其他} \tag{8.4.15}$$

在实验中实际能够测量的是：

(1) 整个能谱仪的总的能量分辨率 ΔE_s，它是能谱仪测量单能粒子能谱的光电峰的半宽度。

(2) 去掉放射源，包含探测器在内的系统的总噪声 ΔE_t，它是用信号发生器代替放射源测得的噪声能量，方法同前所述噪声测量方法，包括了系统非线性和分析器道宽的贡献。

(3) 去掉探测器后系统的总噪声 ΔE_e，它是用一个容值与探测器电容值一样的优质电容取代探测器测得的系统总噪声，即电子学电路系统的总噪声。

通过这些测量，可以得到探测器对能量分辨率的贡献：

$$\Delta E_D = \sqrt{(\Delta E_s)^2 - (\Delta E_e)^2} \tag{8.4.16}$$

它主要是统计涨落、窗厚、漏电流等的贡献。除电噪声外，探测器其他因素(主要是

放射源的统计涨落)对能量分辨率的贡献：

$$\Delta E_0 = \sqrt{(\Delta E_s)^2 - (\Delta E_t)^2} \tag{8.4.17}$$

8.4.3 能谱

一、α粒子能谱

α射线能量是分立的。半导体探测器测得的单能α射线谱不对称(图8.4.8),低能端下降缓慢,高能端下降较快。这是由源自吸收和窗吸收造成的。

二、β射线能谱

β谱是连续谱。内转换电子的能量是单一的,其能谱是分立谱。从加速器可以获得单能电子束。图8.4.9是β射线连续谱。

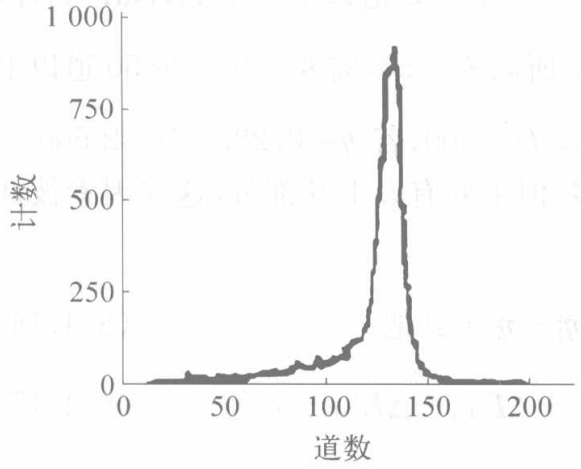


图8.4.8 α能谱

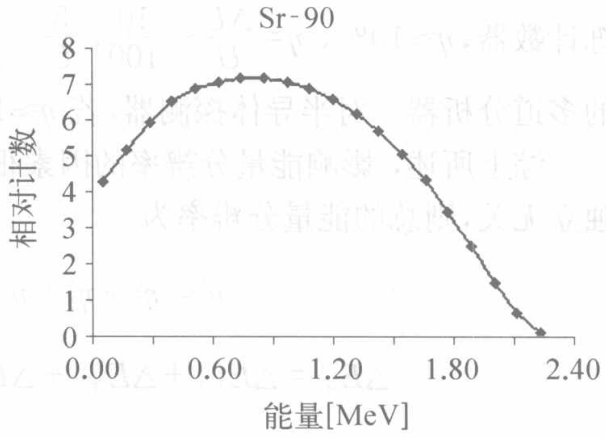


图8.4.9 β能谱

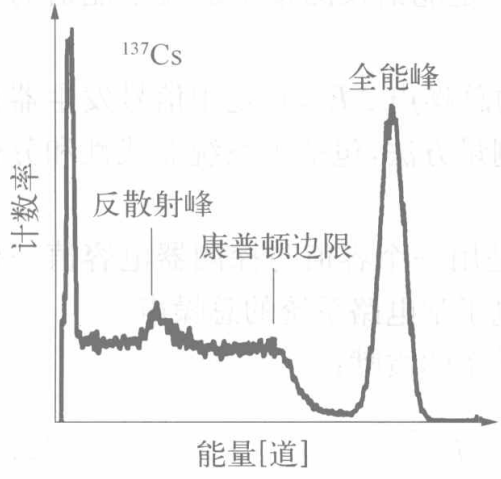


图8.4.10 NaI(Tl)测得的^{137}Cs γ能谱

三、γ射线能谱

γ射线是单能,但不能直接被记录,而是通过三种效应产生次级电子间接被记录。所以单能γ射线能谱除了峰之外还有较大的连续谱。γ能谱由全能峰、康普顿连续谱、反散射峰、逃逸峰、叠加峰、X射线峰等组成。图8.4.10是用NaI(Tl)测得的^{137}Cs的662 keV单能γ射线能谱。图8.4.11是用Ge(Li)半导体探测器测得的^{24}Na的γ射线能谱,^{24}Na发出1.37 MeV和2.75 MeV两种γ射线。

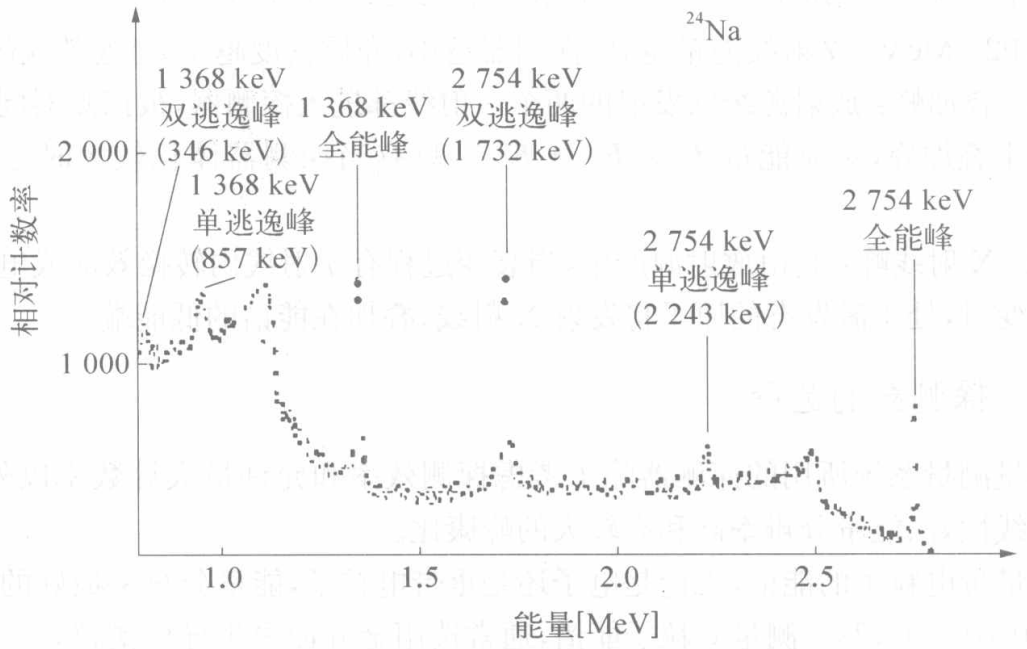


图 8.4.11　Ge(Li)探测器测得的^{24}Na 的 γ 能谱

(1) 全能峰：γ 射线与探测器物质发生光电效应、电子对效应、康普顿效应产生的次级粒子没有跑出探测器而都被探测器所吸收，构成全能峰，所以全能峰的能量精确等于 γ 射线的能量。

(2) 康普顿连续谱：它由康普顿效应形成，被散射的 γ 光子逃出探测器，反冲电子被记录，其能量随散射角变化。反冲电子能量：

$$E_e = E_\gamma\left[1 - \frac{1}{1+\alpha(1-\cos\theta)}\right] \tag{8.4.18}$$

式中 $\alpha = \dfrac{E_\gamma}{mc^2}$，$\theta$ 为散射角。当 $\theta = 180^\circ$ 时，相应的反冲电子能量 E_0 最大，称为康普顿边限。

$$E_0 = \frac{2\alpha E_\gamma}{1+2\alpha} \tag{8.4.19}$$

可见康普顿谱是一个连续谱，能量从 0 到 E_0，分布比较平缓，称作康普顿平台。

(3) 反散射峰：由于康普顿效应，当散射角为 90°～180°时，散射光子进入探测器被吸收，形成不大的反散射峰，叠加在康普顿连续谱上。

(4) 逃逸峰：它是次级效应产生的 X 射线、电子和湮灭光子逃出探测器造成的。X 射线逃逸峰对应能量 $E_e = E_\gamma - E_x$；次级电子逃逸峰对应能量 0～E_γ 为连续谱；湮灭光子逃逸峰有两种情况，如果是一个 γ 光子逃逸，形成单逃逸峰，对应能

量$E_e = E_\gamma - 0.511$ MeV，如果是2个γ光子逃逸，形成双逃逸峰，对应能量$E_e = E_\gamma - 1.022$ MeV。γ射线能量越高，探测器越小，介质密度越小，逃逸效应越严重。

(5) 叠加峰：放射源级联发射的两个γ射线都进入探测器，被探测器同时吸收探测产生叠加峰，对应能量$E_e = E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}$。只有当探测器体积较大时才有可能发生。

(6) X射线峰：它由放射源产生，当衰变过程有γ射线内转换效应或电子俘获的β衰变时，处于激发态的原子将发射X射线，叠加在能谱的低能端。

8.4.4 探测器的选择

能量测量系统所用的探测器除了考虑探测效率和允许最大计数率以外，还要求能量线性好、能量分辨率高和有较大的峰康比。

测量带电粒子的能谱，无论是电子还是重带电粒子，能量分辨率最好的是磁谱仪，$\eta = 0.01 \sim 0.1\%$。测量α粒子能谱，通常选用金硅面垒半导体谱仪，$\eta = 0.2\%$；测量β射线和电子能谱可以选用电离室。低能时，也可用正比计数器、多丝正比室MWPC、Si(Li)半导体探测器；高能时，则用NaI(Tl)、Ge(Li)和高纯锗。

测量γ射线能谱，一般用NaI(Tl)闪烁谱仪，$\eta \sim 10\%$。高精度测量，用同轴Ge(Li)谱仪，$\eta = 0.1\% \sim 1\%$。对低能γ射线和X射线，一般用薄窗NaI(Tl)、多丝正比室MWPC、正比计数器和半导体探测器。

对高能电子和γ射线以及其他高能粒子，因将发生电磁簇射和强子簇射，需要很大尺寸的探测器。因此高能粒子能谱仪是一种大型设备，例如大型磁谱仪、各种电磁量能器、强子量能器等。通常总是用电磁量能器测量高能电子和γ射线，用强子量能器测量高能强子。

8.5 高能粒子磁谱仪

前面各章讨论的各种探测器都是利用粒子与物质的各种相互作用(主要是电离作用)，通过收集或测量这些作用产生的次级带电粒子来探测粒子和测量它们的能量。事实上还存在另一类方法，利用磁场或电场对带电粒子的偏转作用，由于偏转的曲率半径取决于粒子的动量(或能量)以及所加外磁场的强度。

随着加速器能量的增长，产生的粒子数目越来越多，高能物理实验规模越来越大，需要测量的粒子的参数越来越多。因而单个探测器远远满足不了这些需要，于是在 20 世纪 60 年代末，在固定靶实验和对撞机实验中相继出现了由多种探测器组成的磁谱仪，包括磁场，不同类型的子探测器组合成探测器的集合，电子学触发判选系统，在线数据获取系统。

粒子物理实验对谱仪的要求是：① 覆盖的立体角大。这样可以测量截面很小的稀有事例。② 可以测量多粒子事例，并且能在很宽能量区域中鉴别粒子和排除背景。目前有些谱仪逐步发展成比较固定的装置，可连续进行长时间的实验测量，同时可以完成几个课题。

本节先讨论带电粒子在磁场中的运动，再讨论高能物理实验对探测器谱仪的要求，然后介绍典型的高能粒子谱仪的各子探测器及功能，最后举例介绍几台谱仪。

8.5.1　带电粒子在磁场中的运动

由电磁学知道，一个带电荷 Ze 的粒子以速度 $\boldsymbol{v}$ 在磁场强度为 $\boldsymbol{B}$ 的磁场中运动时，将受到洛伦兹力 $\boldsymbol{F}$ 作用：

$$\boldsymbol{F} = Ze\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B} \tag{8.5.1}$$

对于均匀磁场，也就是磁场强度的大小和方向在磁场范围内各处都相同的情况，如果粒子运动方向与磁场方向一致，由式(8.5.1)，粒子运动不受磁场作用，$F=0$。若粒子运动方向与磁场垂直，即 $\boldsymbol{v} \perp \boldsymbol{B}$，如图 8.5.1 所示，磁场垂直于纸面，粒子在纸平面内运动，粒子受到的洛伦兹力 $\boldsymbol{F}$ 和磁场及 $\boldsymbol{v}$ 垂直。带电粒子将以 ρ 为半径在纸平面内作圆周运动。已知磁场强度 B，测量曲率半径 ρ，可以确定粒子的动量 p 为

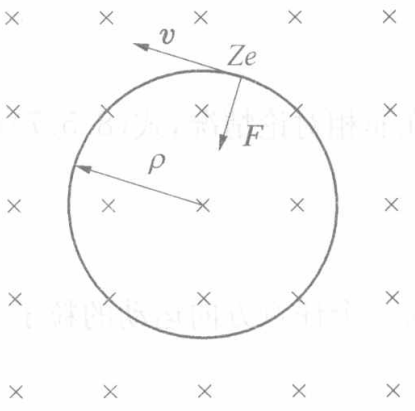


图 8.5.1　带电粒子在磁场中运动

$$p = mv = 2eB\rho \tag{8.5.2}$$

如果 p 以 GeV/c 为单位，B 以 T(特斯拉)为单位，ρ 以 m(米)为单位，那么对于电荷为 z 的粒子，式(8.5.2)变为

$$p = 0.3zB\rho \tag{8.5.3}$$

也就是说，在磁谱仪中，粒子偏转的曲率半径 ρ 正比于粒子的动量而反比于磁场强

度。当磁场强度一定时，具有同样动量的粒子而不管它的质量大小，会受到相同的偏转。由于动量正比于 $B\rho$ 值，使用 $B\rho$ 值来表示动量在实际工作中是很方便的，它可以由实验的要求立即估计出所需要的磁场强度和谱仪大小。

当磁体长度 $L \ll \rho$，粒子偏转角 θ 很小时，见图 8.5.2，有

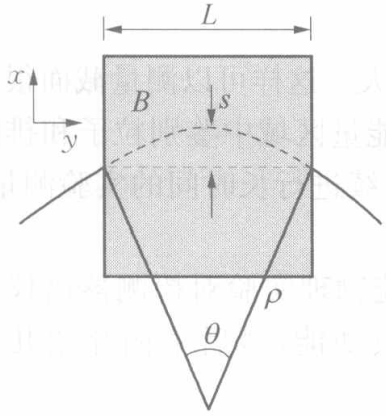


图 8.5.2　带电粒子在磁场中的偏转

$$\frac{L}{2\rho} = \sin\frac{\theta}{2} \tag{8.5.4}$$

式(8.5.2)可简写为

$$p = 0.3zB\frac{L}{2\sin(\theta/2)} \tag{8.5.5}$$

由上所述，磁谱仪选择的是粒子动量。根据相对论粒子的动量 p 和动能 E 之间存在一定的关系：

$$(E + m_0c^2)^2 = p^2c^2 + m_0^2c^4 \tag{8.5.6}$$

因此，如果测得粒子的动量分布 $N(p)\mathrm{d}p$，就可以将它转变为能量分布 $N(E)\mathrm{d}E$，这只要对式(8.5.6)取微分就可以得出

$$\mathrm{d}E = \frac{pc^2}{E + m_0c^2}\mathrm{d}p \tag{8.5.7}$$

在非相对论情况，式(8.5.7)可简化为

$$\mathrm{d}E = \frac{p}{m_0}\mathrm{d}p \tag{8.5.8}$$

对一个任意方向运动的粒子，磁谱仪只能测量横动量，式(8.5.2)可写成

$$p_T = 0.3zB\rho \tag{8.5.9}$$

由式(8.5.4)近似有 $\rho \approx L/\theta$，代入式(8.5.9)得到

$$\theta \approx \frac{0.3zBL}{p_T} \tag{8.5.10}$$

实验时由径迹探测器测得弧矢 s，由此推出横动量：

$$s = \rho\left(1 - \cos\frac{\theta}{2}\right) \approx \rho\frac{\theta^2}{8} \approx \frac{0.3}{8}\frac{zBL^2}{p_T} \tag{8.5.11}$$

8.5.2　高能物理实验对探测器的要求

实验用的粒子束大致有两类情形。一类是高能粒子束打静止靶产生反应；另一类是两束高能粒子互相对头碰撞产生反应。在高能加速器中直接被加速到很高能量的粒子束，称为初级粒子束。质子加速器的初级粒子束就是质子束，电子加速器的初级粒子束就是电子束。用高能初级粒子束轰击“作用靶”或两束高能初级粒子束对撞产生的各种粒子，称为次级粒子。“作用靶”放在高能加速器束流管道里面时称为内靶，内靶产生的次级粒子需要引到加速器外面才能做进一步高能物理实验。但通常是采用外靶，把“作用靶”放在加速器束流管道外面的适当地点，从加速器引出高能初级粒子束，引到实验大厅轰击外靶而产生次级粒子束，各种次级粒子主要是与入射束成小角度方向飞出。探测器安排在入射粒子前方，如单臂谱仪、双臂谱仪等。设初级粒子质量为 m_a，动量为 p_a，能量为 E_a；靶粒子的质量为 m_b，动量 $p_b=0$，能量 $E_b=m_b$。如果 $m_a=m_b=m$，则碰撞后质心系能量为

$$E_c=\sqrt{s}=\sqrt{m_a^2+m_b^2+2m_bE_a}\approx\sqrt{2mE_a} \tag{8.5.12}$$

对撞机实验中，对撞粒子束本身就是靶。高能粒子对撞机的实验区就设在粒子碰撞点周围，各种探测器组成的谱仪就安放在对撞点附近，把对撞点包围起来。一般对撞机都设置几个碰撞点，以便同时进行几个物理实验。对撞机实验，质心系和实验室系一致，次级粒子分布在整个 4π 立体角内。同样，设对撞初级粒子质量分别为 m_a 和 m_b，动量分别为 p_a 和 p_b，能量分别为 E_a 和 E_b，如果对撞粒子质量相等，能量相等 $E_a=E_b=E$，则质心系能量为

$$E_c=\sqrt{s}=2E \tag{8.5.13}$$

一、大接收度

随着对撞粒子质心系能量的增加，次级粒子数目迅速增加。探测器安排在对撞点周围，要探测所有次级带电粒子，必须增大探测器的接收立体角。设对撞机产生的带电粒子多重数为 N，假设它们在空间无关联，为各向同性分布，设探测器的接收立体角为 Ω，则探测器探测到所有次级带电粒子的概率为

$$\eta_N=\left(\frac{\Omega}{4\pi}\right)^N \tag{8.5.14}$$

我们计算了 $N=5,10,15$ 时，不同 Ω 时的 η_N 值，列于表 8.5.1 中。

表 8.5.1　探测器探测次级带电粒子的概率与探测器接收度的关系

$\frac{\Omega}{4\pi}$	0.30	0.50	0.80	0.90	0.95	0.99
$N=5$	2.34×10^{-3}	3.13×10^{-2}	0.328	0.590	0.774	0.951
$N=10$	5.90×10^{-6}	9.77×10^{-4}	0.107	0.349	0.599	0.904
$N=15$	1.43×10^{-8}	3.05×10^{-5}	3.52×10^{-2}	0.206	0.463	0.860

实际上，有些反应过程的微分截面是随角度变化的，如巴巴(Bhabha)散射中，两个次级电子和双光子过程中两个标记电子的产生截面在小角度内迅速增加。所以在对撞束实验中除了有桶部的探测器外，还要在两个束流入射方向上有端盖探测器和在靠近束流管道的很小角度内增加小角度探测器，以尽可能大地增加探测器的接收立体角。

二、高精度多参数测量

高能物理实验除了要求粒子探测器有尽可能大的接收立体角以外，为了获得事例的详细信息，还要求探测器能记录粒子的多种参数。粒子质量 m_0、电荷、能量 E、动量 p 和速度 $\beta=v/c$ 的关系是

$$\left.\begin{aligned} E^2 &= p^2c^2 + m_0^2c^4 \\ p &= m_0\gamma\beta c \end{aligned}\right\} \tag{8.5.15}$$

通过测量上述这些量可知道粒子的种类。所以要求探测器：① 对高能带电粒子径迹的测量有好的位置分辨。要求探测器把高能带电粒子在探测器中通过的路径细致地记录下来。粒子径迹是立体图像，要求记录的图像畸变小。如果有两根或多根很靠近的径迹，探测器对粒子定位的精确度高，就可以把它们分辨开来。这样，仪器的空间分辨率就好，磁谱仪的动量分辨率就高。② 要求探测器测量时间的精确度高，把两个或多个在时间上很靠近的粒子分辨开来，这样，仪器的时间分辨率就好。此外还要求整个探测系统的死时间小，即探测器在记录一次事例后紧接着就能记录第二次事例，以满足高亮度实验的要求。③ 探测系统具有较好的粒子分辨本领和较强的排除本底的能力，可以测量高能粒子的多种运动学参量，如能量、动量或速度等，并有高的精确度。这样就能鉴别粒子，还能利用总能量和动量守恒关系，给出一些不易探测的中性粒子的信息。④ 可以测量多粒子事例，能同时记录几种不同种类的高能粒子(例如电子、μ 子和各种强子)，要求探测器能够把它们确定地分辨开来。

高能物理实验中由高精度分析磁铁和各种粒子探测器(主要是时间响应快、定

位精度高、能量分辨好的探测器)组成的磁谱仪用以精确地测量粒子动量。粒子物理实验所用分析磁铁的长度,有的达到几米至十几米,对撞束实验的磁场按磁场的不同形态,大致可分为3类:

(1) 偶极型磁铁(Dipole Magnet),磁场方向垂直粒子入射方向,普通的偏转磁铁就是这种。一般加补偿磁场保持对撞束轨道不变。垂直磁场的粒子有好的动量分辨。第二种办法是在碰撞点前后各加一个偶极型磁铁,二者的磁场方向相反,以保持对撞束粒子轨道不变。

(2) 螺旋管型磁铁(Solenoid Magnet),磁场方向沿着入射粒子束方向。螺旋管磁铁的中心轴与束流方向重合,解决了束流偏转产生的同步辐射问题,对垂直磁场方向的次级粒子动量分辨最好。磁铁两端需要轭铁形成磁回路。大部分 e^+e^- 谱仪都采用这种磁铁。

(3) 环形磁铁(Toroidal Magnet),磁场方向环绕入射粒子束方向,在束流所在处没有磁场。例如 LHC 的 ATLAS 就是在螺线管磁场外再加空气芯环形磁铁。

探测器的读出电子学要求能快速记录海量的复杂事例,高集成度、快响应电子学技术迅速发展。通常采用标准电子学插件的 NIM 系统,CAMAC、VME 等标准总线或专用数据总线。在每一个探测器的电子学控制室中都有专用的小型电子计算机。在进行实验测量时,探测器输出的信号经过快电子学仪器传送到在线的小型电子计算机在线实验数据获取,自动记录、处理和取样显示。实验仪器在实验过程中的工作状态,也用电子计算机监视、记录和调整。实验数据全部记录在磁带上,供进一步在大型电子计算机上进行离线分析、事例重建之用。

随着高能粒子对撞机能量的不断提高,高能物理实验规模越来越大,设备越来越复杂,需要巨大的资金和人力的投入,国际合作是当前高能物理实验的必由之路,常常是十几个国家和地区,几十个科研机构和大学,几百、上千个科学家、工程师通力合作。如 ATLAS 实验就约有 48 个国家的 150 个单位的 1 850 位科学家参加。

三、粒子分辨本领好

在数百种粒子中,绝大多数粒子寿命极短,只有少数几种粒子寿命大于 10^{-8} s,如 γ 光子、正负电子($e^{\pm}$)、μ 子($\mu^{\pm}$:2.197×10^{-6} s)、带电 π 介子($\pi^{\pm}$:2.6×10^{-8} s)和 K 介子($K^{\pm}$:$1.238\,5\times10^{-8}$ s)、质子和反质子等。它们在探测器尺度(m)范围内被视为稳定粒子。例如:对 $K^{\pm}$,$c\tau=3.713$ m。入射粒子和靶粒子作用产生的粒子(初级粒子),如果是不稳定粒子,可由其衰变的次级粒子重建出来,因此在谱仪中,对粒子的分辨是至关重要的。

磁谱仪的粒子分辨是由各子探测器和磁场联合实现的,鉴别粒子的方法主要有:

1. 测量粒子固有的静止质量 m_0

通常可以通过测量能量(E)、动量(p)、速度(β)、洛伦兹因子(γ)、电离能损($\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$)等几个参量中的任意两个而求出。

用磁场测量带电粒子的动量 p,对一定动量的粒子测量其速度 v,可以由 $p=mv$ 关系式定出粒子的质量从而鉴别粒子种类。在不同的能量区域中,分别用飞行时间法或切伦科夫计数器等方法测定粒子的速度。飞行时间法测量粒子飞行一定距离所需的时间,求出粒子速度。飞行时间法测量速度范围通常是 $v/c<0.9$。

切伦科夫计数器可以精确测定粒子速度。有时可连用几个具有不同速度阈的阈式切伦科夫计数器,粗略确定粒子速度范围。对电离损失在相对论性上升区(例如在 $\gamma\sim10^2$ 区域)的带电粒子,可测量其在介质中的电离损失来鉴别粒子,但由于电离损失的涨落大,需进行大量取样以提高测量的精确度。此外,还可通过测量高能电子的穿越辐射来鉴别电子。

表 8.5.2 列出了目前常用的几种鉴别粒子的方法,以及它们适用的粒子能量区间(表中 $\gamma=\dfrac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$,$\gamma$: 指 γ 阈值)。

表 8.5.2 常用的粒子鉴别方法

技　　术	γ 范围	说　　明
均匀介质中电离损失的多次测量	$\gamma<2$	此时 $\dfrac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\sim\dfrac{1}{\beta^2}$,测量 $\dfrac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}$ 可鉴别粒子
气凝硅胶	$\gamma\geqslant2$	在 $\gamma\sim6$ 时,可鉴别 π 介子和 K 介子
飞行时间测量	$\gamma\leqslant6$	用时间分辨 $\sigma\sim100$ ps 的飞行时间探测器
气体阈式切伦科夫计数器	$\gamma>10$	不易做到覆盖 4π 立体角
均匀介质中相对论性上升区电离损失的多次测量	$2\leqslant\gamma\leqslant50$	要求分辨率 $\sigma\left(\dfrac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)\sim2\%\sim3\%$
切伦科夫光环成像	$2\leqslant\gamma\leqslant200$	采用对紫外光灵敏的多丝正比室记录光子
穿越辐射	$\gamma\geqslant1\,000$	采用多层辐射体的穿越辐射计数器

2. 通过不同粒子不同的相互作用来鉴别粒子

入射粒子的电荷可以由粒子穿过介质的电离损失来确定。中性粒子穿过介质时不发生电离(如果没产生次级粒子),所以可以用丝室、闪烁计数器或切伦科夫计数器确定入射粒子是带电粒子还是中性粒子。而速度相同的带电粒子,其电离损失与粒子的电荷平方成正比。

簇射是高能粒子和介质相互作用的重要特征。高能电子及光子在介质中产生电子-光子簇射,高能强子在介质中产生强子簇射。这两类簇射的特性有很大区别(包括簇射纵向发展、横向展开、原初能量中可观测的份额等)。测量簇射特性可以鉴别电子(光子)与强子。以在日内瓦欧洲核子研究中心 CERN 大型强子对撞机上进行实验的 CMS 探测器为例,其中就用了电磁量能器和强子量能器来鉴别粒子。高能电子和 γ 光子在前面的电磁量能器中产生电子-光子簇射,很快损失能量,因此不能穿出电磁量能器。后面放强子量能器。强子可以穿过前面的电磁量能器,在其中沉积一部分能量,然后进到后面的强子量能器,将剩余能量全部沉积在里面。高能 μ 子(小于 100 GeV)的特点是在介质中的能损主要是电离能损,它的穿透力比电子、光子与强子大,所以可用厚吸收体鉴别 μ 子。μ 子可以穿过电磁量能器及强子量能器,到达最后面的 μ 子探测器。如图 8.5.3 所示。这样,根据粒子路程及其沉积能量,就可以鉴别粒子的种类。

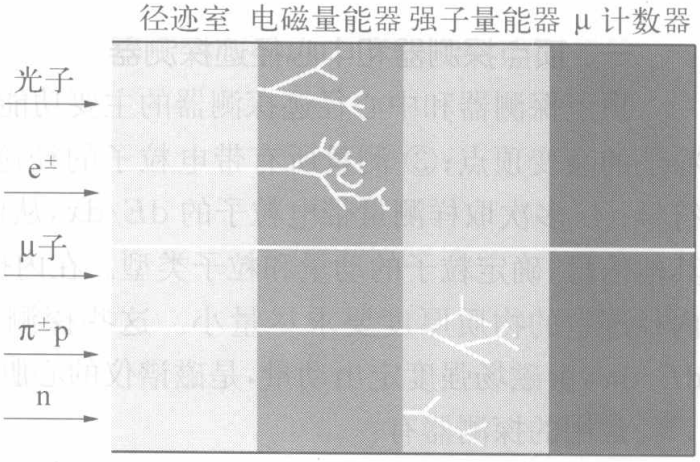


图 8.5.3　不同粒子的不同相互作用

当用厚吸收体区分 μ 子与高能强子时,应注意高能强子在吸收体内产生强子簇射,穿出的强子形成背景。此外,π 介子和 K 介子在吸收体之前有一定的几率衰变为 μ 子,也形成背景。

8.5.3　典型磁谱仪的子探测器及功能

图 8.5.4 为一个典型的磁谱仪结构示意图。在磁场内从对撞点向外,依次是:顶点探测器、中心径迹探测器、飞行时间探测器、电磁量能器和强子量能器。μ 子探测器一般在轭铁区或磁场外。下面介绍各部分探测器和功能。

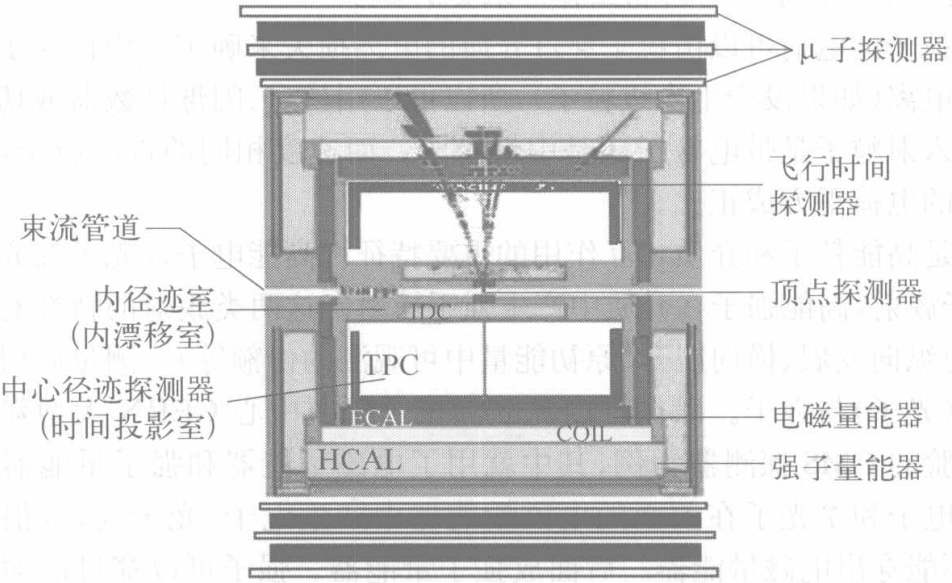


图 8.5.4　磁谱仪结构示意图

一、顶点探测器和中心径迹探测器

顶点探测器和中心径迹探测器的主要功能是：① 确定对撞顶点；② 测量次级粒子的衰变顶点；③ 测量所有带电粒子的径迹，在磁场中偏转的曲率半径及电荷符号；④ 多次取样测量带电粒子的 dE/dx，从而得到次级粒子的电荷量，同时结合其他信息，确定粒子的动量和粒子类型。在内探测器中要尽量避免电磁簇射，所以内径迹室的物质厚度要求尽量小。这些探测器给出带电粒子的径迹，能量损失 dE/dx，由磁场强度定出动量，是磁谱仪的心脏部分。

常用的探测器有：

(1) 气体探测器

(i) 多丝正比室(Multi-Wire Proportional Chamber，简称 MWPC)。

(ii) 圆柱形漂移室(Drift Chamber，简称 DC)，位置分辨率为 70～100 μm，dE/dx 分辨率为 5%～7%。

(iii) 时间投影室(Time Projection Chamber，简称 TPC)。

(2) 硅探测器

(i) 硅微条探测器(Micro-strip silicon detector)，位置分辨可达几个 μm。

(ii) 硅漂移探测器(Silicon drift detector)。

二、飞行时间探测器

多数磁谱仪有飞行时间探测器(Timing of Flight，简称 TOF)，安排在内径迹探测器外边，测量粒子从对撞点飞行到该探测器的时间，根据径迹室提供的飞行径

迹长度的信息，从而得到粒子的速度，鉴别带电粒子的种类。飞行时间探测器多选用时间性能好的探测器，通常由快发光塑料闪烁体和快光电倍增管组成，对带电粒子的探测效率接近 100%，而且可以做成大面积，时间分辨可做到 100 ps。也可选用多间隙阻性板室（Multi-gap Resistive Plate Chamber，简称 MRPC），其时间分辨可达几十 ps，对带电粒子的探测效率达 95%以上。

飞行时间探测器的主要功能：

（1）测量带电粒子从对撞点到 TOF 探测器的飞行时间，结合径迹探测器测得的粒子动量和径迹长度，从而辨别粒子的种类。由式(5.5.6)可知两个相同动量、不同质量的粒子的飞行时间差为

$$\Delta t=\frac{L}{c}\left[\frac{m_2^2-m_1^2}{(P/c)^2}\right]\left(\frac{\beta_1\beta_2}{\beta_1+\beta_2}\right)\leqslant\frac{L}{c}\left[\frac{m_2^2-m_1^2}{2(P/c)^2}\right] \tag{8.5.16}$$

（2）给出触发信号。

（3）排除宇宙线本底。如图 8.5.5 所示，宇宙线高能 μ 子在束流对撞时穿过对撞点，会被误认为是两个背对背的轻子从对撞点飞出，并飞出探测器。桶部飞行时间探测器可以把宇宙线本底同真实事例区分开来。因为真实事例的从对撞点出来的两个背对背的粒子，动量相同，到达相反方向探测器的时间是相同的，这两个探测器的时间差为零；而穿过对撞点的宇宙线粒子，先通过一个飞行时间探测器，

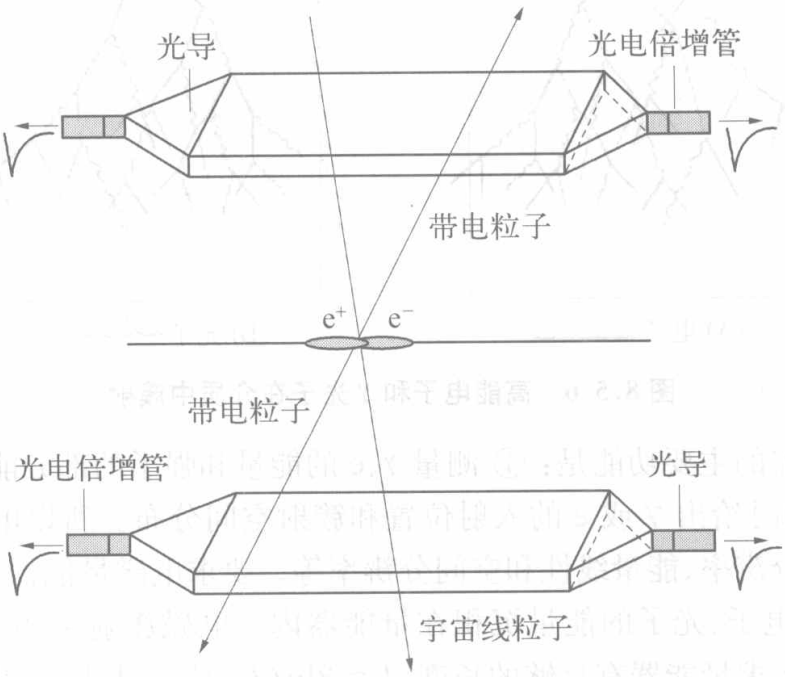


图 8.5.5　飞行时间探测器工作原理示意图

再走过2倍该探测器到对撞点的距离 l 才能到达相对方向的另一个飞行时间探测器，这两个探测器测量到的时间差 $\Delta t = 2l/v$。设 $l = 100$ cm，$v \approx c \approx 3 \times 10^{10}$ cm/s，则 $\Delta t \approx 6.7$ ns，远大于飞行时间探测器的定时误差。

TOF的主要物理目标是粒子鉴别，其粒子鉴别本领的大小主要由相同动量粒子的飞行时间差和TOF的时间分辨率所决定。相同动量粒子的飞行时间差随TOF的内半径变大而增加，由几何尺寸决定。TOF的时间分辨率由起始时间的精度和粒子打到飞行时间计数器后测量的截止时间的精度决定，其中TOF的本征时间分辨率是主要因素。

三、电磁量能器

电磁量能器又称电磁簇射计数器，是利用γ和e等在介质中会产生电磁簇射的原理(见图8.5.6)，通过测量电磁簇射的粒子的总沉积能量，得到γ或e的能量，同时得到γ或e的位置信息，它是鉴别γ和e等电磁作用粒子与其他种类粒子的主要探测器。

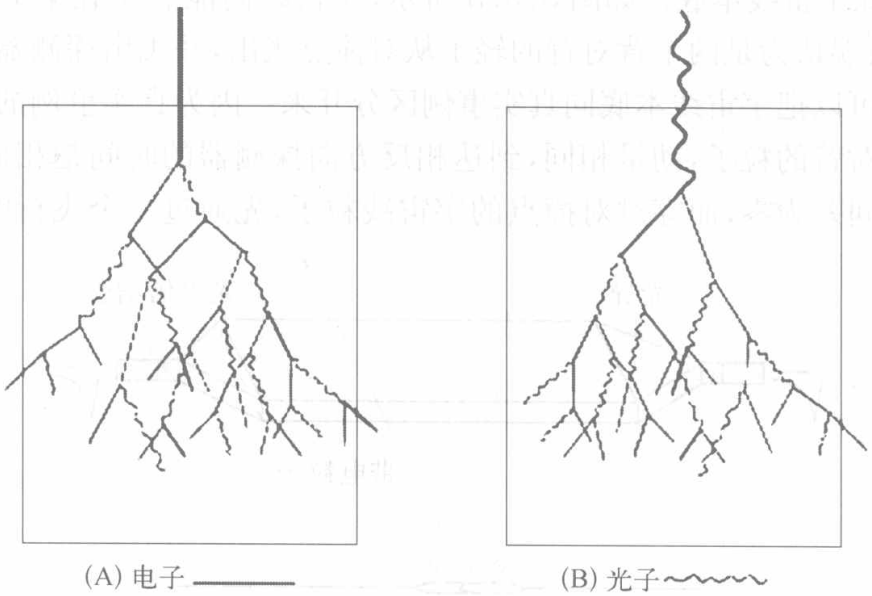


图8.5.6　高能电子和γ光子在介质中簇射

电磁量能器的主要功能是：① 测量γ、e的能量和强子的部分能量；② 区分γ、e和强子；③ 同时给出γ或e的入射位置和簇射空间分布。所以电磁量能器的主要指标是能量分辨率、能量线性和空间分辨率等。要求电磁量能器的尺寸足够大，以保证95%的电子、光子的能量沉积在量能器内。电磁簇射主要是纵向发展，横向发展较小。要求量能器有足够的长度，$L \approx 3\ln(E/E_c)$，式中 L 以辐射长度为单位，E_c 为介质的临界能量。一般取15～20个辐射长度。横向扩展是由于多次库

仑散射和韧致辐射引起的，常用莫里哀半径 R_m 来描述。$R_m = \frac{E_s}{E_c} X_0$，$E_s = \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} m_e c^2 \approx 21.2$ MeV，E_c 为介质的临界能量。选取量能器半径大于 $2R_m$，可以保证能量泄漏小于 5%。表 8.5.3 给出了常用介质的主要参数。而同样能量的强子并不直接产生电磁簇射，只沉积部分能量在电磁量能器内。

电磁量能器可以测量簇射粒子在闪烁晶体（如 NaI、CsI、BGO、PWO 等）中的光产额，也可以测量簇射粒子在介质（如铅玻璃）中产生的切伦科夫光和测量簇射粒子在液氩电离室和气体探测器中产生的电离电量。

均质电磁量能器：量能器的整个体积都是灵敏体积，所有簇射粒子的全部能量都沉积在量能器内，所以也称全吸收型。通常由足够大小的多块无机晶体组成。无机晶体量能器能给出较好的能量分辨，如 CsI(Tl) 为 $2\%/\sqrt{E}$，但价格昂贵。

表 8.5.3　常用介质的主要特性参数

材料	原子序数 Z	质量数 A	密度 ρ [g/cm³]	最小电离损失 $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x\|_{\min}$ [MeV·cm²/g]	核作用长度 λ_I [g/cm²]	核作用长度 λ_I [cm]	辐射长度 X_0 [g/cm²]	辐射长度 X_0 [cm]	临界能量 E_c [MeV]
C	6	12.01	2.265	1.745	86.3	38.1	42.70	18.8	90
Al	13	26.98	2.70	1.615	105.4	39.4	24.01	8.9	40
Ar	18	39.95	1.40	1.519	117.2	83.7	19.55	14.0	29.8
Fe	26	55.85	7.87	1.451	131.9	16.76	13.84	1.76	20.7
Cu	29	63.55	8.96	1.403	134.9	15.06	12.86	1.43	19.63
W	74	183.85	19.3	1.145	185.0	9.59	6.76	0.35	8.0
Pb	82	207.19	11.35	1.123	194	17.09	6.37	0.56	7.4
U	92	238.03	≈18.95	1.082	199	≈10.50	6.00	≈0.32	6.6
NaI			3.67	1.305	151	41.42	9.49	2.59	12.5

取样电磁量能器：只取样测量簇射粒子的部分能量，来确定 γ 或 e 在介质中沉积的总能量。一般由多层辐射长度小的介质（吸收）和探测器灵敏层（取样）交叠组成。电磁簇射在吸收介质层发展，次级粒子在灵敏层给出能量沉积信号，而簇射介质则不给出信号。常用的探测器灵敏层有：① 气体探测器：有正比室（管）、漂移室、流光管，近期用阴极感应方法读出，给出较好的位置分辨。② 有机闪烁体：包括板状闪烁体和闪烁光纤。③ 液体探测器：有常用的液氩（Ar）电离室，也有用液氪（Kr）的，小体积时有用液氙（Xe）的，近年来也有用在室温下工作的超纯碳氢

化合物液体的。此外，还有用高压气体和半导体探测器为灵敏层的。第 6 章图 6.5.7给出了几种取样型电磁量能器的组成结构。最常用的簇射介质(吸收体)是铅。取样型电磁量能器的取样层数增加可以改善能量分辨率。

量能器的能量分辨率可表示为

$$\frac{\sigma_E}{E}=\frac{a}{\sqrt{E}}\oplus b\oplus\frac{c}{E} \tag{8.5.17}$$

其中 E 以 GeV 为单位，符号⊕表示平方相加。第一项代表统计涨落引起的误差，常数项 b 代表由于量能器的不均匀和校正刻度的不确定引起的误差，第三项是电子学噪声的影响。全吸收型电磁量能器的能量分辨率最好，其 a 在 1%量级；而对取样量能器，a 约为 10%。

四、强子量能器

强子量能器是测量强子能量的探测器。当高能强子穿过物质时与物质的原子核相互作用，产生介子(π、K 等)，另一部分能量使原子核激发，退激时放出核子(n，p)和 γ，同时反冲核通过电离能损丢失动能。这些在相互作用中产生的次级粒子(介子、核子和 γ)将产生新的核反应和电离能损，这也是级联簇射过程，如图 8.5.7所示。级联过程产生的大部分为纯强子簇射和一部分由 π^0、η 等产生的电磁簇射，如 $\pi^0\to 2\gamma$。通过测量强子簇射过程包括少量电磁簇射的次级粒子的沉积能量得到入射强子的能量。它是鉴别强子(π、K、p)和其他种类粒子的主要探测器。它不但可以测量带电的强子，也可测量中性强子(如中子)。

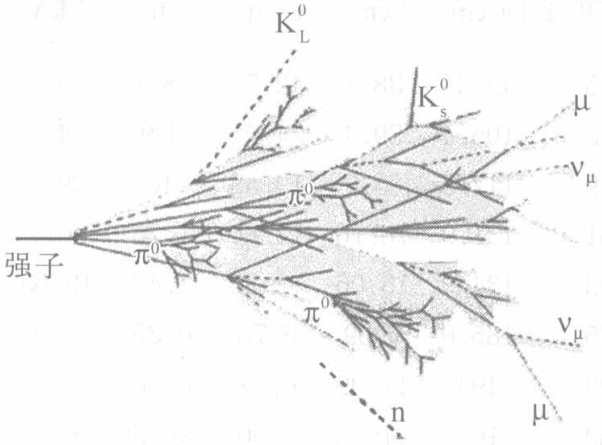


图 8.5.7　强子簇射示意图

强子量能器纵向尺寸的选取，一般取 $L=5\lambda_I\sim 10\lambda_I$，可包含 95%强子沉积能量。$\lambda_I$ 为介质的核作用长度。高能强子通过介质时，由于和原子核中的核子通过强相互作用而产生强子级联簇射，能量分散给次级强子而逐渐减弱。显然减弱过程与强子和物质的核作用截面有关。根据截面定义，定义核作用长度是一个强子与核子发生强相互作用而被吸收之前所走过的平均距离，设 σ_I 是强子的核作用截面，则有

$$\lambda_I\equiv\frac{A}{N_0\sigma_I\rho} \tag{8.5.18}$$

式中 A 为物质的原子量，N_0 为阿伏加德罗常数，ρ 为物质密度。强子量能器横向尺寸的选取，一般取 $R(\lambda_I)=1$，也就是说直径为 $2\lambda_I$ 的横向尺寸以及足够长的纵向尺寸的强子量能器就可以保证强子能量泄漏小于 5%。但是强子簇射发展中衰变生成的中微子、高能 μ 子会逃逸出强子量能器，原子核碎裂释放的核结合能是不可观测的能量，这部分不可测的能量可占纯强子簇射沉积能量的 40%左右。

由于高能强子在介质中的核作用长度 λ_I 比辐射长度 X_0 大很多，因此不太可能像电磁量能器那样做成全吸收型的强子量能器，通常都是取样型的，其结构与电磁量能器十分相似。取样的灵敏层可选塑料闪烁体计数器、漂移室、流光室(管)、阻性板室(RPC)和阴极条室(CSC)等等。吸收体常用铁、铜、铅板。铅和铁的 λ_I 分别为 17.1 cm 和 16.7 cm，但铁的价格便宜，机械性能好，所以大多数强子量能器采用铁做吸收体。也有用铀板做吸收体的，可捕获簇射中产生的快中子而发生裂变，补偿了部分核结合能，改善了量能器的能量响应和分辨率。

对强子量能器，由于一部分粒子的逃逸以及原子核的激发和散裂能量等不可测量能量的统计涨落，加上取样型引入的统计涨落，能量分辨率较差。对通常非补偿型的强子量能器，能量分辨率为(50%～60%)/$\sqrt{E}$，采用 U 补偿可改善至 20%/$\sqrt{E}$。

五、μ 子探测器

μ 子探测器是测量 μ 子的方向和位置，鉴别 μ 子和其他种类粒子的探测器。μ 子在物质中不会产生强子簇射，只参与弱相互作用和电磁相互作用。它的质量是电子质量的 207 倍。能量在 GeV 能区的 μ 子与物质相互作用主要是电离能损($\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$)，因而穿透能力强，能穿过很厚的介质。利用 μ 子的这个特性，很容易把 μ 子与 γ、电子和强子区分开来。当粒子通过厚度为(5～10)λ_I 的物质后，大部分粒子已被吸收，能穿过去的只有 μ 子。这些物质通常采用铁、铜等重金属，常常与磁铁轭铁合二为一，称为 μ 子过滤器。在 μ 子过滤器外面才是 μ 子探测器。通常都把 μ 子探测器放在磁谱仪的最外层。一般也采用几层 μ 子探测器与 μ 子过滤器交叠而成。μ 子探测器采用气体径迹探测器，测出 μ 子的位置，把几层 μ 子探测器中的位置信息得到的 μ 子径迹与 μ 子在中心径迹探测器中的径迹相接，就可以求出 μ 子的动量。因为 μ 子先穿过中心径迹探测器、电磁量能器和很厚的 μ 子过滤器，最后才到 μ 子探测器，所以若要在较大的立体角内探测 μ 子，所用的 μ 子探测器面积要很大才行。

六、亮度监测器

对撞机的亮度随机器的设计和机器的运行状态而改变，在同一台机器的不同对撞点，其亮度也不完全一致。每一台磁谱仪都要安排亮度测量和监测系统。在

e+e-对撞机上，常通过测量靠近束流管的小角度的巴巴散射事例来测量亮度。由于小角度巴巴散射的四动量转移小，散射截面可以可靠地用QED微扰论计算出来。测量小角度的巴巴散射的事例率 N，知道探测器的接收立体角 Ω_0，就可以算出亮度 L，它们之间有关系：

$$N = L\int_{\Omega_0}\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\mathrm{d}\Omega \tag{8.5.19}$$

巴巴散射的两个电子的能量接近于束流能量，因此对亮度监测器的要求是：① 好的电子鉴别能力；② 好的能量分辨率；③ 好的位置分辨。亮度监测器一般由位置灵敏探测器，如丝室和电磁簇射量能器组成。

8.5.4 大型磁谱仪举例

一、正负电子对撞机上的谱仪

1. 北京谱仪BESⅢ

北京谱仪(Beijing Spectrometer，简称BES)是我国北京正负电子对撞机(Beijng Electron Positron Collider，简称BEPC)上的大型通用探测器系统，BEPC束流能量范围为1.5～2.8 GeV，质心能量为3.7 GeV时，亮度设计值为 $1.26\times10^{31}\,\mathrm{Hz/cm^2}$。它的主要物理目标是研究粲(charm)和τ物理。BEPC和BES自1989年建成以来，已成功运行了十多年。2004年国家批准升级。升级后的对撞机BEPCⅡ在束流能量为1.89 GeV的亮度将达到 $10^{33}\,\mathrm{Hz/cm^2}$ 的量级，是原来的100倍。它采用双环，多束团对撞，束团时间间隔为4 ns。每个储存环中的束团数目从BEPC的1个增加到93个。相应的北京谱仪也升级为BESⅢ。BESⅢ的主要物理目标是：胶子球及其混合态的寻找；$\eta_c(2S)$和$^1P_1$的寻找；$\psi(2s)$的强衰变和辐射衰变的研究；R 值的高精度测量；τ和τ中微子的质量测量；衰变常数 f_D 和 f_{Ds} 的测量，$D_0-\bar{D}_0$ 的混合测量等等。

图8.5.8给出了BESⅢ结构图。从中心向外包围碰撞点的探测器有：中心径迹室，桶部飞行时间计数器，端盖飞行时间计数器，桶部电磁量能器，端盖电磁量能器，μ子探测器，亮度监测器等。

BESⅢ采用超导螺旋管磁体，线圈长为3 m，内半径为1.36 m，磁场强度可达1～1.2 T，磁场不均匀度 ≤5%。

中心径迹探测器采用漂移室，内半径为63 mm，外半径为810 mm，长为2 582 mm。整个漂移室分成内室和外室两部分。外室的两端面板设计成阶梯形，见图4.3.25。漂移单元采用小单元设计，信号丝位于单元的中心位置，四周有8根场丝。内外室沿径

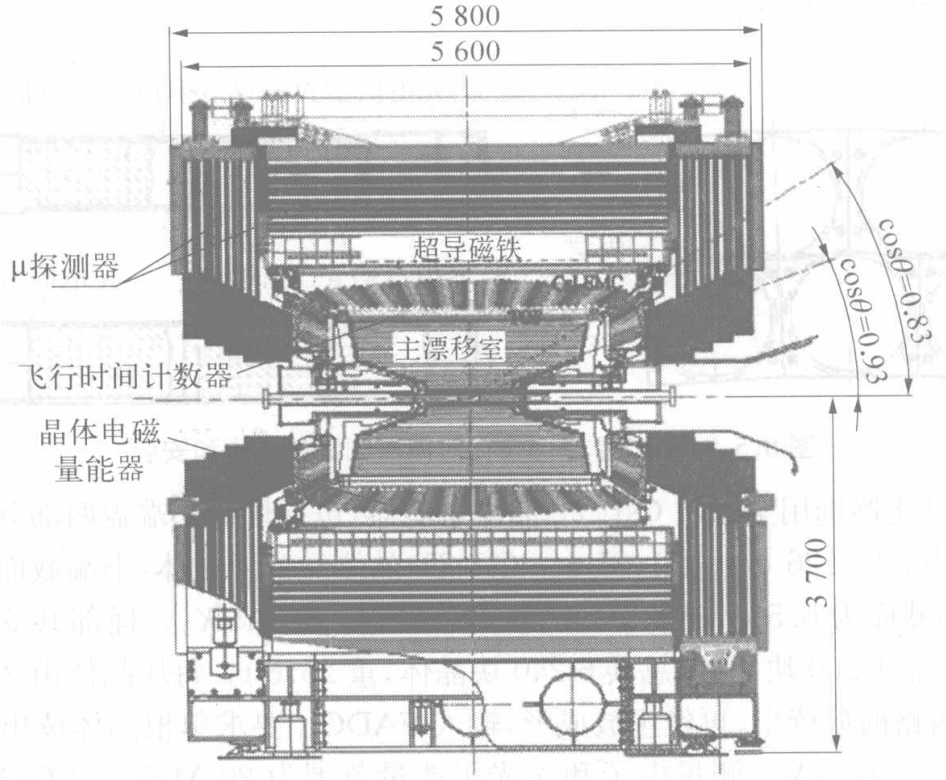


图 8.5.8　BESⅢ结构示意图

向共有 43 层信号读出层，内室 8 层信号读出层，外室 35 层信号读出层，其中 19 层直丝，24 层斜丝，信号丝是直径为 25 μm 的镀金钨丝，共 6 796 根。为了减少物质量和降低多次散射对位置分辨率的影响，电场丝采用直径为 110 μm 的镀金铝丝，共21 884 根，并采用 1 atm 的氦气和丙烷(60%/40%)做工作气体。预计性能指标：单丝空间分辨 $\sigma_{r\phi}\approx 130\ \mu m$，$\sigma_z\approx 3\ mm$。在粒子动量为 1 GeV/$c$ 时，动量分辨 $\Delta p/p\approx 0.6\%$，电离损失(dE/dx)测量对粒子鉴别的分辨率为 6%～7%，满层覆盖立体角 $\cos\theta\approx 0.83$。

飞行时间探测器由桶部(BTOF)和端盖(ETOF)两部分组成，位于主漂移室外壁。桶部飞行时间探测器采用 2 层塑料闪烁体飞行时间计数器组成，半径为 82～92 cm，长 2.4 m。内层 TOF 和外层 TOF 错开排列，如图 8.5.9 所示。单层塑料闪烁计数器厚 5 cm，由 88 块美国 Bicron 公司的快塑料闪烁体 BC408 构成，闪烁体外面用铝膜包装，时间分辨小于 90 ps。端盖部分，每个端盖由 48 块 BC404 快闪烁体构成，闪烁体用 Vikuiti 薄膜(Vikuiti Enhanced Specular Reflector，ESR)包装，时间分辨小于 80 ps，见第 6 章图 6.5.9 和 6.5.10。光电倍增管都是选用日本 Hamamatsu 公司的 R5924，该管子是细网结构的可以在磁场下工作的时间管。主要功能是测量粒子的飞行时间，结合主漂移室的粒子动量和径迹，从而鉴别粒子，其 2σ 的 π/K 分辨预计可达到 1.2 GeV/c 的动量范围。它同时也参与第一级触发

判选，并可排除宇宙线本底。

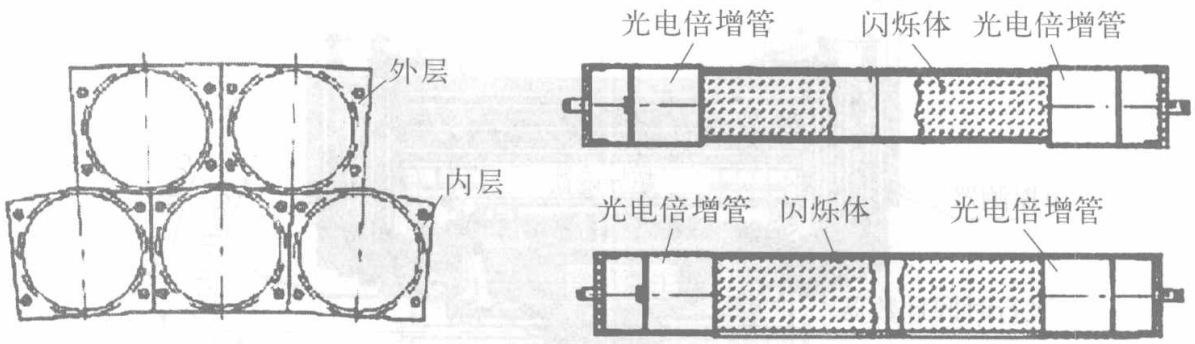


图 8.5.9　BESⅢ桶部飞行时间探测器的结构和安装

电磁量能器选用全吸收 CsI(Tl)晶体量能器，包括桶部和端盖两部分。桶部量能器半径为 93～126 cm，长 1.85 m。CsI(Tl)晶体为梯形锥体，小端截面为5 cm×5 cm，大端截面为 6.5 cm×6.5 cm，长 28 cm，相当～15X_0。桶部共 5 280 块晶体，两个端盖共 960 块晶体，总共 6 240 块晶体，重 25.6 t。每块晶体由 2 个光二极管(PD)、两路前放读出，再经主放成形，输入 FADC。要求单根晶体读出电子学等效噪声小于 220 keV。测量电子和 γ 光子能量范围为 20 MeV～2 GeV，在大于 200 MeV能区具有良好的 e/π 分辨和双 γ 角分辨能力。预计能量分辨率 $\sigma_E/E\approx 2.5\%/\sqrt{E(\mathrm{GeV})}$，位置分辨 $\sigma_{x,y}\leqslant 6\ \mathrm{mm}/\sqrt{E(\mathrm{GeV})}$。

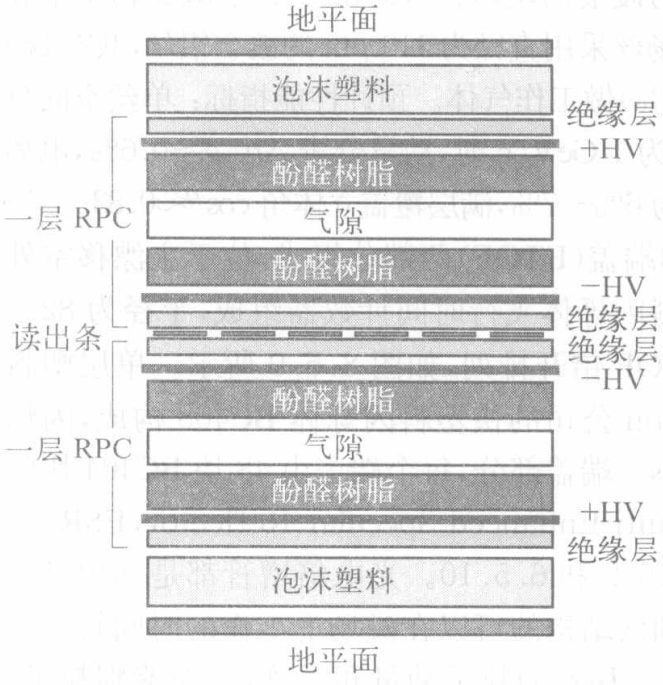


图 8.5.10　RPC 的结构

μ 子探测器位于 BESⅢ探测器的最外层，内半径为 1.7 m，外半径为2.6 m，长 4 m。选用电阻板室(RPC)构成，包括桶部和端盖两部分。桶部 μ 子探测器由 9 层 RPC 探测器和 8 层吸收轭铁(也提供磁场回路)组成，最外面是一层厚 15 cm 的保护铁。RPC 由 2 层 2 mm 厚的电木板构成，中间气隙厚 2 mm。每层 RPC 探测器由 2 个 RPC 串联，共用一块读出板构成，有效面积为 3.8 m×1.64 m，读出条长 3.8 m，宽 3.3 cm，见图 8.5.10，总面积为 900 m^2。RPC 前面的铁吸收体厚度分别为 3 cm(第1～3 层)，4 cm(第 4、5 层)

和 8 cm(第 6～8 层)。预期可探测能量大于 0.35 GeV～0.4 GeV 的 μ 子,平均探测效率为 99%,空间分辨为 1.42 cm。端盖 μ 子探测器由 8 层 RPC 探测器和 8 层铁吸收层组成,最外面是厚 5 cm 的保护铁。每个端盖由 16 块直角梯形 RPC 构成,如图 8.5.11 所示,每块 RPC 结构与桶部的 RPC 结构相同。RPC 前面的铁吸收体厚度分别为 4 cm(第 1、2 层),3 cm(第3～5 层),5 cm(第 6 层)和 8 cm(第 7、8 层)。总面积为 700 m^2。

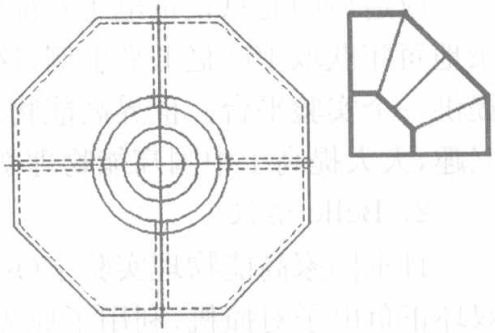
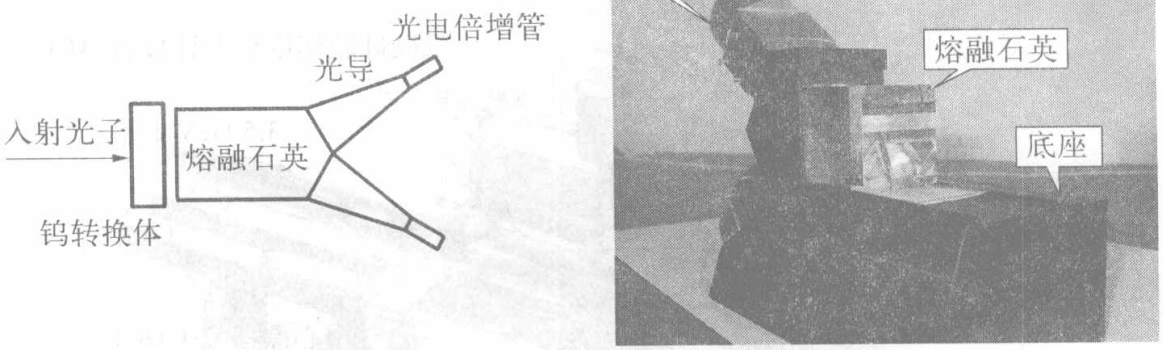


图 8.5.11　端盖 RPC

亮度监测器由钨转换体、熔融石英、光导、光电倍增管和读出电子学组成,是高亮度正负电子对撞机调试、运行的重要工具。由于 BEPC Ⅱ 布局的空间限制,它只能位于正负电子束流管之间的小间隙里。通过测量单韧致辐射巴巴过程($e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$)的 γ 光子的计数来实时监测每对束团的亮度。把单韧致辐射产生的高能光子通过转换体转化为带电粒子,收集带电粒子在辐射体中产生的切伦科夫光,来测量单韧致辐射产生的高能光子的计数,由它们的正比关系得出亮度信息。切伦科夫辐射的发光时间很短,一般为几十皮秒量级,可以用于亮度的快速实时测量。亮度监测器的结构如图 8.5.12 所示。



(a) 结构示意图　　(b) 实物照片

图 8.5.12　亮度监测器

钨转换体厚为 3.5 辐射长度,位于离对撞点 3.31 m 处,单韧致辐射产生的高能 γ 光子通过钨转换体转化为次级正负电子,打在高纯度的熔融石英上产生切伦科夫辐射。切伦科夫辐射的阈特性,使得由熔融石英构成的探测器对同步辐射转换出的低能的电子等背景粒子比电离探测器更加不敏感。截面为 40×45 cm^2 的长方石英辐射体的后端加工成楔形,构成两个切伦科夫光的输出窗,两个内壁镀有铝膜的空气光导与这两个窗口相连,将切伦科夫光子引到光电倍增管的光阴极上。

选用 Hamamatsu 的 R7400U 光电倍增管来收集切伦科夫光子。

改造后的北京正负电子对撞机(BEPCⅡ)亮度将提高 100 倍,北京谱仪将创纪录地每年获取 100 亿 J/ψ 事例,这将为 2～4.2 GeV 能区的粲物理和 τ 物理的研究提供一个实验平台。世界高能物理界对 BEPCⅡ/BESⅢ的物理实验变得越来越有兴趣,大大提高了中国高能物理学界在世界的地位。

2. Belle 谱仪

日本国家高能物理实验室(KEK)的 B 介子工厂(KEKB)是一台能量不对称的双环正负电子对撞机,利用了原先 TRISTAN 正负电子对撞机的 3 公里隧道。正电子能量为 3.5 GeV,负电子能量为 8 GeV,两者在对撞点的夹角为 22 mrad,质心能量在 Υ(4S)共振态。这种不对称能量的束流对撞有利于 B 介子衰变中时间依赖的物理观测和研究。KEKB 的设计亮度为 $1.0\times10^{34}\,cm^{-2}\cdot s^{-1}$,现在最高可达 $1.6\times10^{34}\,cm^{-2}\cdot s^{-1}$,已超过设计指标,它是目前世界上亮度最高的正负电子对撞机。

Belle 探测器是在该加速器上运行的唯一的探测器,物理目标是:测量 B 介子系统的 CP 破坏现象,精确测量 CKM 矩阵元,检验标准模型理论的正确性,进行粲和 τ 轻子物理方面的研究。图 8.5.13 是 Belle 探测器的结构图。探测器从里到外依次是高精度的硅微条顶点探测器(Silicon Vertex Detector,简称 SVD),中心漂移室(Central Drift Chamber,简称 CDC),气凝硅胶切伦科夫计数器(Aerogel Cherenkov Counter,简称 ACC),飞行时间计数器(Time Of Flight,简称 TOF),

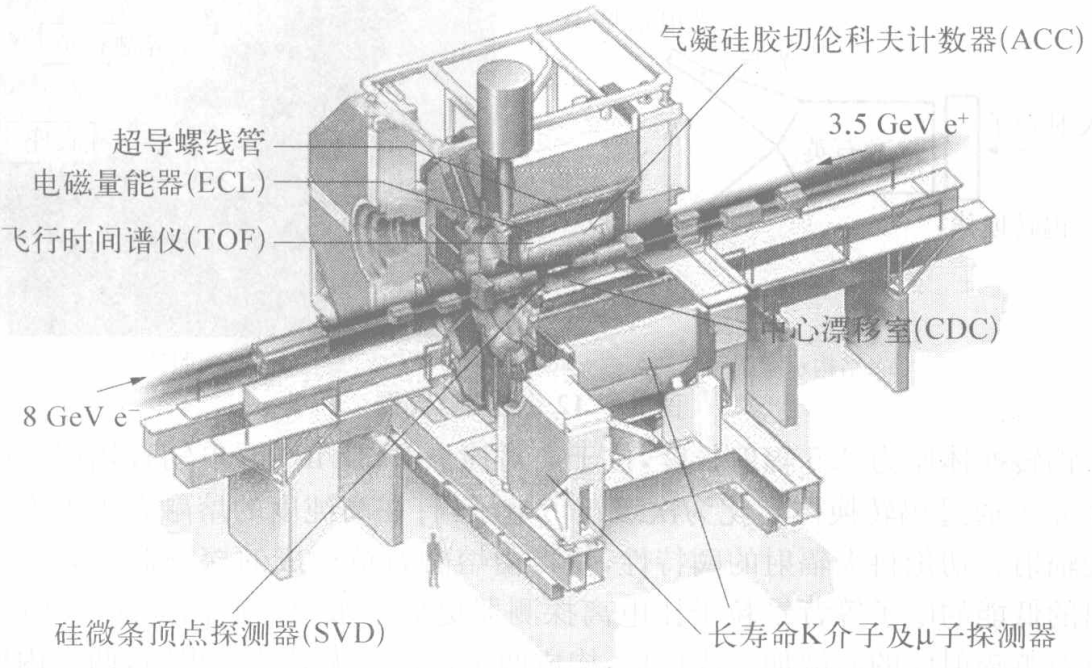


图 8.5.13　Belle 探测器的结构图

CsI 电磁量能器(Electromagnetic Calorimeter,简称 ECL)和 μ 子与长寿命 K_L 介子探测器。Belle 探测器可以在大动量范围内有效地提高粒子的分辨率。

高精度的顶点探测器(SVD)用来测量 B 介子的衰变顶点,它由三层双边硅微条探测器(double-sided silicon strip detector,简称 DSSD)组成,三层半径分别为 30 mm、45.5 mm 和 60.5 mm,每个 DSSD 灵敏区厚 300 μm,面积为 57.5 mm×33.5 mm,有 1 280 根感应条,分两边共 640 路读出。DSSD 共有 102 块,每块 DSSD 与相应的读出电子学电路装在一个架子上。架子用碳纤维强化塑料做加强筋。图 8.5.14 给出了 SVD 探测器结构示意图。

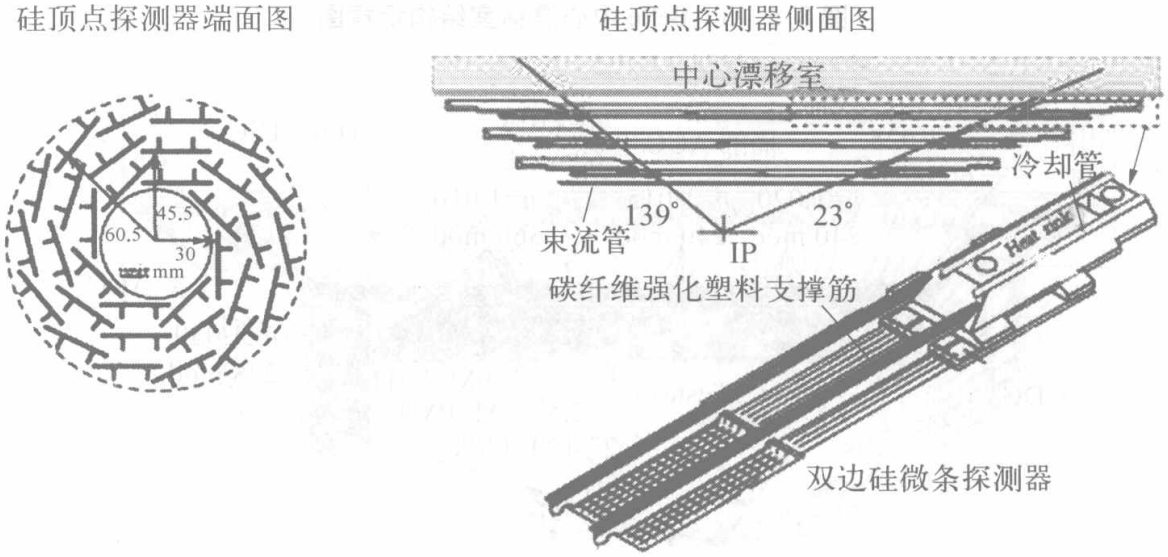


图 8.5.14　Belle 硅顶点探测器结构示意图

中心漂移室(CDC)的主要作用是测量带电粒子径迹,从而测定粒子动量,同时提供触发信号。通过测量带电粒子的能损(dE/dx)进行粒子鉴别。图 8.5.15 是中心漂移室结构示意图。CDC 内半径为 83 mm,外半径为 880 mm,共有 50 层圆柱形信号丝,8 400 个漂移单元。每个单元由 1 根信号丝和 8 根场丝构成。信号丝加正高压,场丝接地。工作气体用 He 50% + 乙烷 50%,选用低 Z 气体是为了减小多次库仑散射。CDC 的 $r-\phi$ 位置分辨为~130 μm,横动量分辨为($0.201p_T \oplus 0.290/\beta$) %,$p_T$ 的单位为 GeV/c。

气凝硅胶切伦科夫计数器(ACC)主要用于粒子鉴别。桶部有 960 个 ACC 模块,端盖有 228 个 ACC 模块,组成 5 个同心圆。ACC 模块的折射率在 1.010~1.030之间,详见图 8.5.16 所示。桶部 ACC 由前向后折射率由小变大。端盖 ACC 折射率为 1.030。

飞行时间计数器(TOF),位于半径 1.2 m 处 ACC 外侧,采用 Bicron 公司的 BC408 快塑料闪烁体,两端接细网型光电倍增管 R6680 构成,共 128 块 TOF 计数

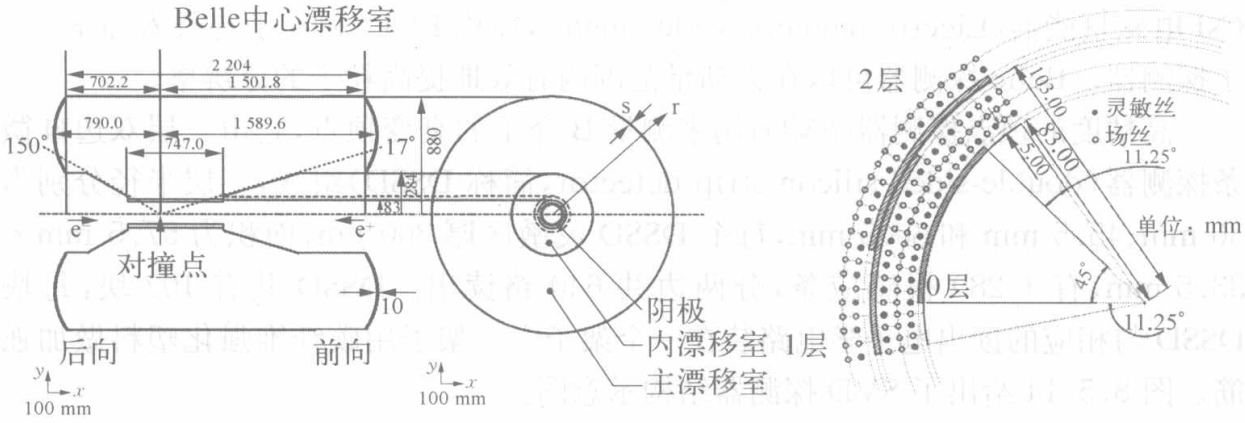


图 8.5.15　Belle 中心漂移室结构示意图

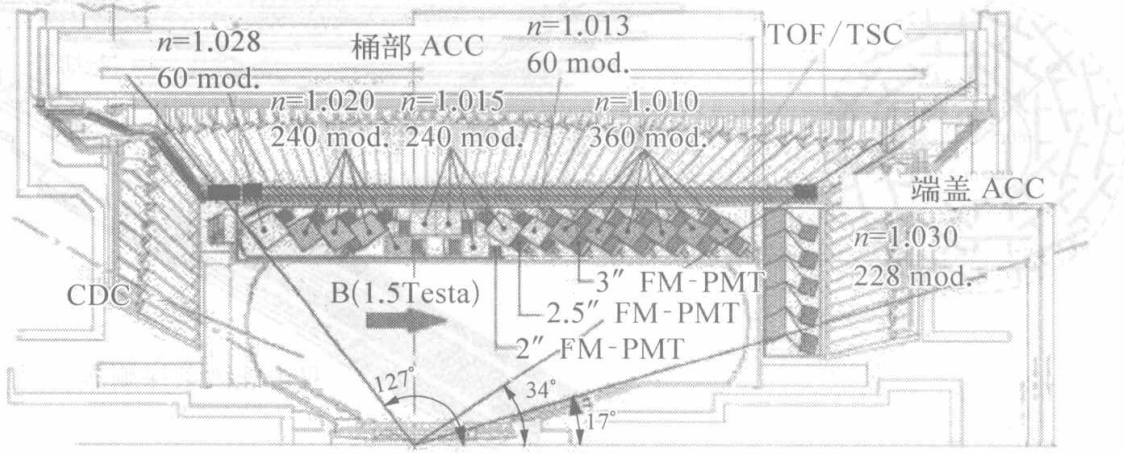


图 8.5.16　Belle 气凝硅胶切伦科夫计数器结构示意图

器。每两块梯形 TOF 计数器和一个触发闪烁计数器(Trigger Scintillator Counter,简称 TSC)组成一个单元,共 64 个 TOF/TSC 单元。TOF 闪烁体厚 4 cm,TSC 闪烁体厚 0.5 cm。TOF 与 TSC 之间有 1.5 cm 的间隙彼此隔开,通过 TOF 和 TSC 的符合测量,可以去除从光子转换的本底。TOF 在 2σ 分辨时,π/K 分辨动量为 1.25 GeV/c,TOF 的时间分辨为 100 ps。

电磁量能器由 CsI(Tl)晶体构成,分三部分:前向端盖,后向端盖和桶部,见图 8.5.17。晶体为梯形锥体,小端截面为 5.5 cm×5.5 cm,大端截面为 6.5 cm×6.5 cm。不同部位的晶体长度不同,前向端盖的晶体长 39 cm,共 1 152 根;后向端盖的晶体长 30 cm,共 960 根;桶部的晶体长 29 cm,共 6 624 根。总共 8 736 根,重 43 t。每块晶体用 2 个光二极管读出。电子鉴别效率大于 90%,动量大于 6 GeV/c 的强子误识别效率为~0.3%,能量分辨为 $\frac{\sigma_E}{E}=\left(1.34\oplus\frac{0.066}{E}\oplus\frac{0.81}{E^{1/4}}\right)\%$。

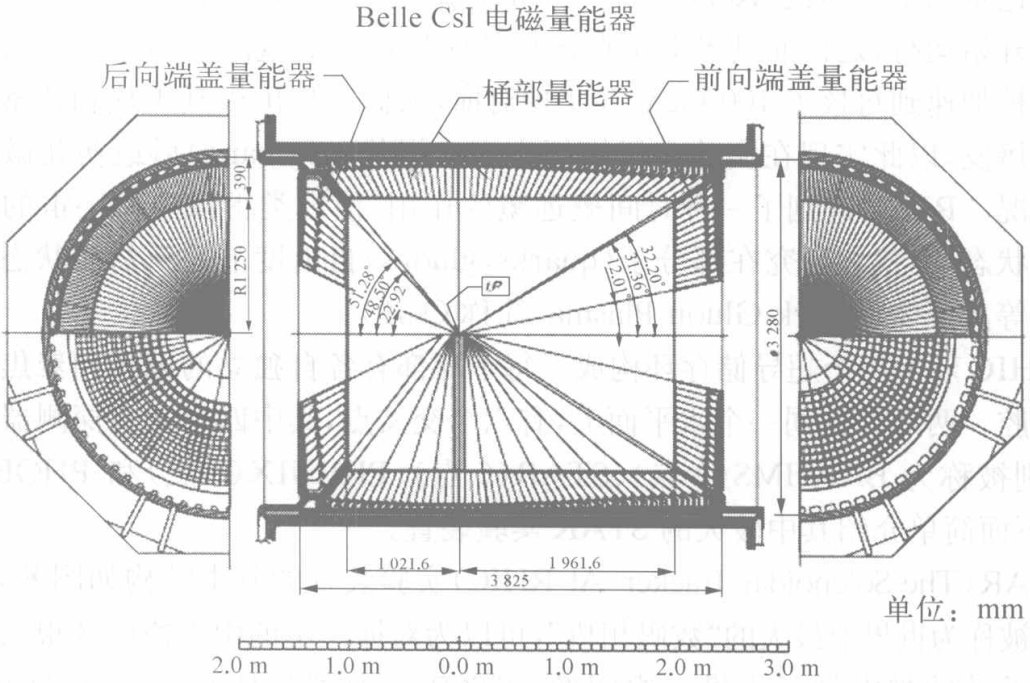


图 8.5.17　Belle 电磁量能器

Belle 探测器的超导螺旋管(Superconducting Solenoid)线圈直径为 3.4 m，长为4.4 m，磁场强度为 1.5 T。除了磁通量轭铁外，还有 14 层铁板，每层厚 4.7 cm，用作探测 μ 子和长寿命 K 介子的吸收体。探测 μ 子和长寿命 K 介子的探测器选用电阻板计数器(Resistive Plate Chamber，简称 RPC)，桶部共 15 层 RPC，每个 RPC 模块面积为 2.2 m×1.5 m～2.2 m×2.7 m 不等，共 240 个矩形的桶部 RPC 模块。前后向端盖各 14 层 RPC，共 112 个扇形的端盖 RPC 模块。RPC 总面积约 200 m^2。RPC 工作气体为 62%环保氟利昂(F－134a)、30%氩气和 8%“银”异丁烷的混合气体。所谓“银”异丁烷是 70%的丁烷和 30%的异丁烷的混合，其价格是纯度为 99.5%的异丁烷价格的十分之一。RPC 的工作电压为 8 kV，阴极加负3.5 kV，桶部 RPC 的阳极加正 4.7 kV，端盖 RPC 的阳极加正 4.5 kV。在1 GeV/c～3 GeV/c的动量范围内，μ 子的鉴别效率为 89%，π、K 假计数小于 2%。

KEKB 加速器和 Belle 探测器已于 1999 年 5 月正式投入物理运行。1999 年 6 月 1 日，历经 5 年规划、5 年建造的 Belle 探测器记录到第一个 B 介子事例，标志着研究 CP 破坏之谜的 KEKB 介子工厂的正式启动运行。

Belle 合作组现在由 13 个国家 55 个单位的 380 多名物理学家组成。中国的参加单位有中科院高能物理研究所，中国科学技术大学和北京大学。

二、RHIC 的 STAR 谱仪

美国布鲁克海文国家实验室(Brookhaven National Laboratory，简称 BNL)

的相对论重离子对撞机(Relativistic Heavy Ion Collider,简称 RHIC)于 1999 年建成并开始运行,是目前世界上正在运行的能量最高的重离子加速器。它可以把金原子核加速到每核子 100 GeV 并实现对撞,从而产生出极其炽热和致密的物质与能量爆发,以此实现在实验室里模拟宇宙大爆炸(big bang)后最初几微秒内发生的情况。RHIC 起到了一种时间望远镜的作用,使人类得以窥探宇宙的极早期的物质状态,寻找和研究在部分子(quarks,gluons)自由度下的新物质状态——夸克胶子等离子体(Quark Gluon Plasma,简称 QGP)。

RHIC 环由两个超导储存环构成。每个环都有各自独立的偏转和聚焦磁铁以及射频腔。两环处在同一个水平面上,有六个交叉点,其中四个装有探测器实验装置,分别被称为 BRAHMS(2 点)、STAR(6 点)、PHENIX(8 点)和 PHOBOS(10 点)。下面简单介绍其中较大的 STAR 实验装置。

STAR(The Solenoidal Tracker At RHIC)实验装置的基本结构如图 8.5.18 所示。它被称为世界上最大的"数码相机",可以为对撞产生的中央快度区很大范围内的数以千计的带电粒子提供三维图像。STAR 探测器的核心是一个时间投影室(Time Projection Chamber,简称 TPC)。它由一个长 4.2 m,直径为 4.0 m 的圆筒构成,是目前世界上最大的单体 TPC。它覆盖了赝快度区 $|\eta|<1.5$ 和 2π 方位角,并且工作在一个产生均匀磁场的螺线管分析磁铁中。TPC 通过测量带电粒子在气体中产生的电子-离子团的三维空间坐标来重建粒子径迹;同时它还可以通过测量带电粒子穿过 TPC 气体时的电离能损 dE/dx 来鉴别粒子。图 8.5.19 是 TPC 结构图。

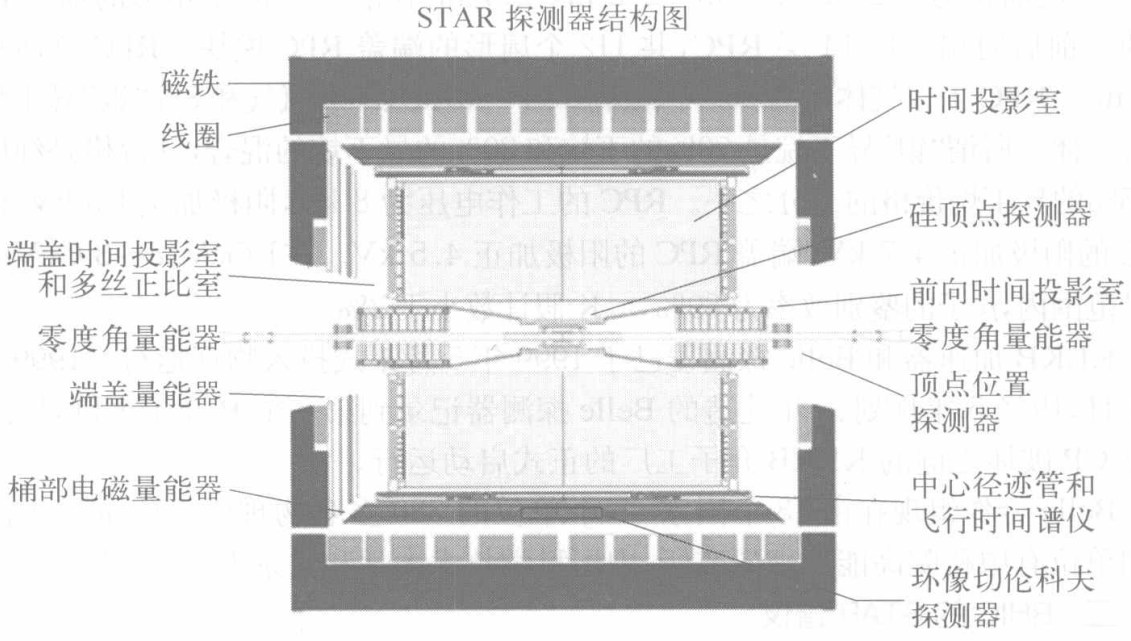


图 8.5.18 STAR 实验装置结构图

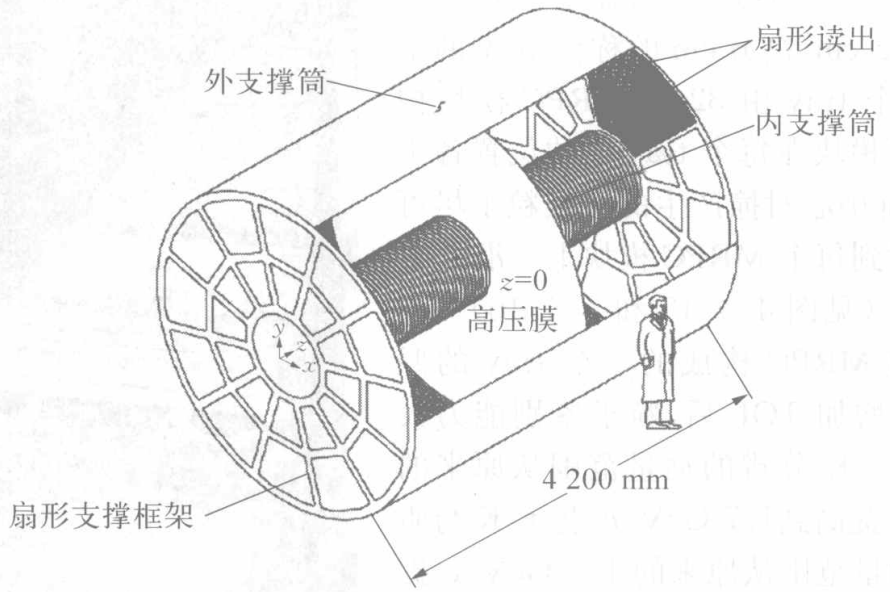


图 8.5.19　STAR TPC 结构图

TPC 的轴沿束流管道安置，TPC 的内径和外径分别是 0.5 m 和 2.0 m。它能测量带电粒子的动量范围为 0.15 GeV/c～30 GeV/c，内径覆盖的赝快度区是 $|\eta|<2$，外径覆盖的赝快度区是 $|\eta|<1$。TPC 的中心平面($z=0$)为高压膜电极，把 TPC 分成左右两个工作区。两个内外匀场电极在膜电极(28 kV)和两端的读出区入射窗(地电位)之间形成一个轴向的漂移场。TPC 的工作气体是 P10 混合气(Ar90% + $CH_4$10%)，气体压强高于大气压 2 mbar。电子在 P10 中的漂移速度相当快，在 130 V/cm 的漂移场中大约为 5.45 cm/μs。读出分成内外两个扇区，内扇区阳极电压是 1 170 V，气体增益大约为 3 773，外扇区电压是 1 390 V，气体增益大约为 1 230。当带电粒子横向穿过 TPC 时，就会使工作气体电离损失能量而产生电子，这些电子朝 TPC 的端盖平面漂移，从而在读出 pad 上感应信号，这些读出信号经过前端电子电路放大成形，再数字化，最后通过光纤进入 STAR 的数据采集系统。

除了 TPC 之外，STAR 还有若干子探测器用于触发和辅助粒子重建或鉴别，如硅顶点探测器(Silicon Vertex Tracker，简称 SVT)，两个前向径向漂移时间投影室(Forward Time Projection Chamber，简称 FTPC)，电磁量能器(Electromagnetic Calorimeter，简称 EMC)，中央桶部触发器(Central Trigger Barrel，简称 CTB)以及正在建造的基于多气隙电阻板室(Multi-gap Resistive Plate Chamber，简称 MRPC)的桶部飞行时间谱仪(Time-Of-Flight，简称 TOF)。MRPC 固有的时间分辨可达到 60～80 ps。TOF 位于 TPC 外面，安排在原来的

CTB 位置。整个 TOF 计数器由 120 个长 2.4 m，宽 22 cm，高 6 cm 的称作 tray 的单元组成，每个 tray 由 32 个 MRPC 模块构成。MRPC 模块在每个 tray 中的位置各不相同，以保证中心对撞产生的次级粒子尽可能垂直入射到每个 MRPC 模块上。沿 φ 方向张角为 6°（见图 4.4.15 和 4.4.16）。图 8.5.20是由 MRPC 构成的一个 tray 的照片。STAR 增加 TOF 后，粒子鉴别能力大大扩展，把 π/K 分辨的动量范围从原来的 0.6 GeV/c 提高到1.7 GeV/c，把 π/K 与质子分辨的动量范围从原来的 1.0 GeV/c 提高到 3 GeV/c。图8.5.21显示了上述结果。图 8.5.22 是 STAR 控制室中在线显示的一个中心碰撞的金－金事例。



图 8.5.20　MRPC 构成的 TOF tray 照片

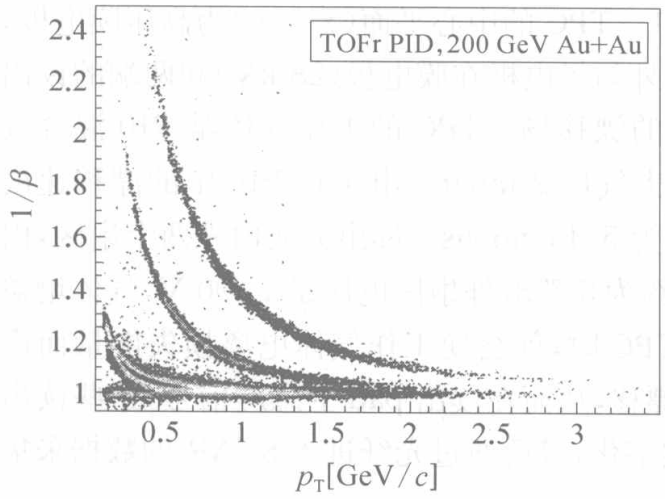


图 8.5.21　STAR TOF 粒子鉴别能力

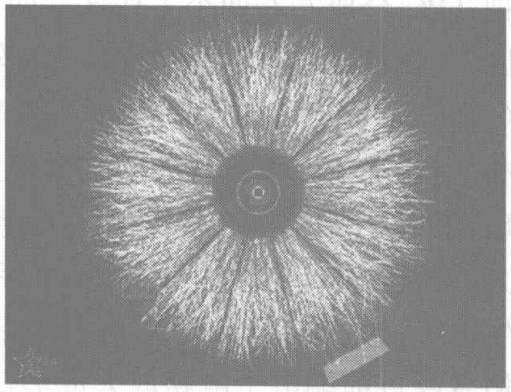


图 8.5.22　130 GeV Au－Au 对撞事例

目前包括中国在内的 14 个国家的 51 个大学和科研机构的约 500 位科学家和工程技术人员参加了 SATR 国际合作组。

三、LHC 上的谱仪

欧洲核子研究中心 CERN 的 LHC(Large Hadron Collider)是在 LEP 正负电子对撞机 27 km 隧道的基础上兴建的 2×14 TeV 的质子对撞机，它的亮度预计为 $10^{33}\,cm^{-2}\cdot s^{-1}$，最终要增加到 $10^{34}\,cm^{-2}\cdot s^{-1}$。建造超高能强子对撞机的物理目

标是寻找 Higgs 粒子和超对称粒子，研究暗物质、暗能量，研究宇宙发展时是否经过夸克胶子等离子体(Quark Gluon Plasma，简称 QGP)相变，研究宇宙是否要由大于三维的空间来描述。LHC 上有四个实验组：ATLAS，CMS，LHCb 和 ALICE。下面对规模最大的 ATLAS 和 CMS 两个实验装置作简要介绍。

1. ATLAS 谱仪

ATLAS(A Toroidal LHC ApparatuS)是迄今为止最大的探测器装置，直径为 22 m，长为 44 m，重为 7 000 t。图 8.5.23 是其结构图。ATLAS 的主要设计目标是：

(1) 有很好的电磁量能器用于电子和光子的鉴别和测量，同时有很好的密封性完成喷注和丢失能量的测量。

(2) 能对轻子的动量进行测量，可标记重夸克，增强电子和光子的鉴别能力以及顶点的重建能力，要能在高亮度下有效寻迹。

(3) 在亮度极高时能精确测量 μ 子的动量。

(4) 有尽可能大的覆盖立体角。

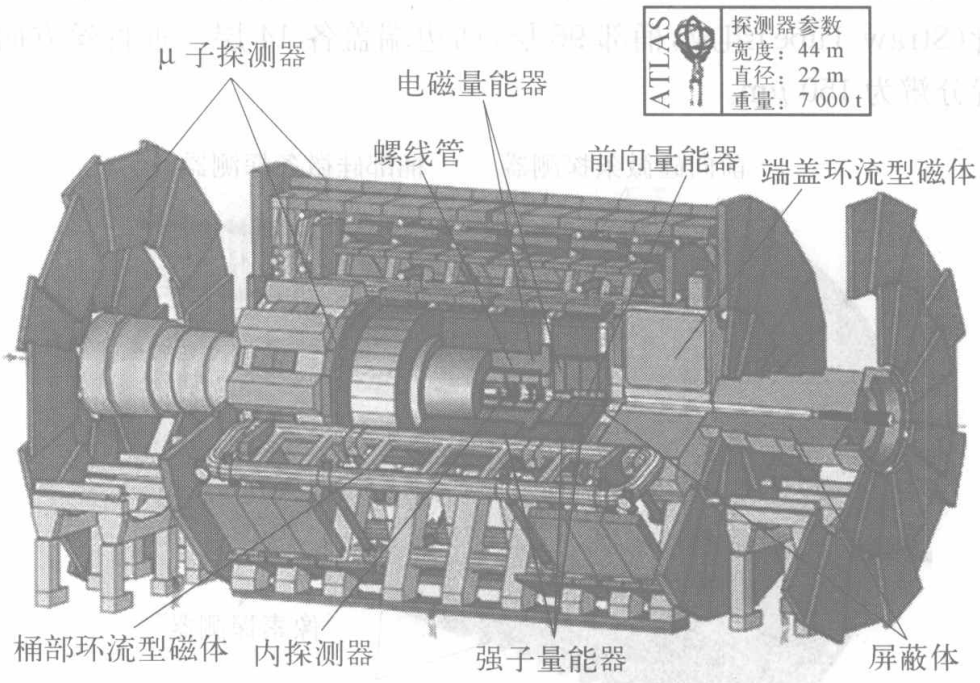


图 8.5.23　ATLAS 实验装置结构图

ATLAS 探测器以内部超导螺线管磁场(为内径迹室用)和量能器外部的大型超导空气芯环形磁场为特征。内超导线圈半径为 1.22 m，长为 5.3 m，总的物质厚度为 0.83 辐射长度，磁场强度为 2 T。外部的超导空气芯环形磁场系统由 26 m 长，直径约 20 m 的线圈和 2 个端盖组成。桶部磁场强度为 0.41～0.78 T，端盖为

0.14～0.94 T。环形磁场与粒子运动方向垂直，又避免大体积的铁磁回路。这两种磁场的结合使用，保证了从各个不同方向出射的带电粒子都能有较好的动量分辨率。

ATLAS 的内探测器由紧靠碰撞点的硅径迹探测器系统和由稻草管气体探测器构成的穿越辐射径迹探测器系统组成。图 8.5.24 给出了 ATLAS 内探测器结构示意图。硅径迹探测器系统包括像素探测器(Pixel Detector)和半导体径迹探测器(SemiConductor Tracker，简称 SCT)两部分。桶部有三层高精度的像素探测器和四层半导体径迹探测器，两边端盖各有三层像素探测器和九层半导体径迹探测器。像素的有效面积为 50 μm×400 μm，二维读出，相应的位置分辨分别可达 14 μm×115 μm。SCT 模块由两块单边硅微条探测器构成，读出条背靠背成 40 mrad的立体角。桶部的 SCT 模块采用平行条，间距 80 μm；端盖的 SCT 模块具有扇形结构。在桶部，垂直读出条方向，每边的位置分辨为 23 μm；沿读出条方向，立体角可提供580 μm的位置分辨。硅微条探测器总面积约 61 m^2。穿越辐射径迹探测器(Transition Radiation Tracker，简称 TRT)系统由约 30 万根直径为 4 mm 的稻草管(Straw Tube)组成，桶部 96 层，两边端盖各 14 层。垂直丝方向，单次击中的位置分辨为 150 μm。

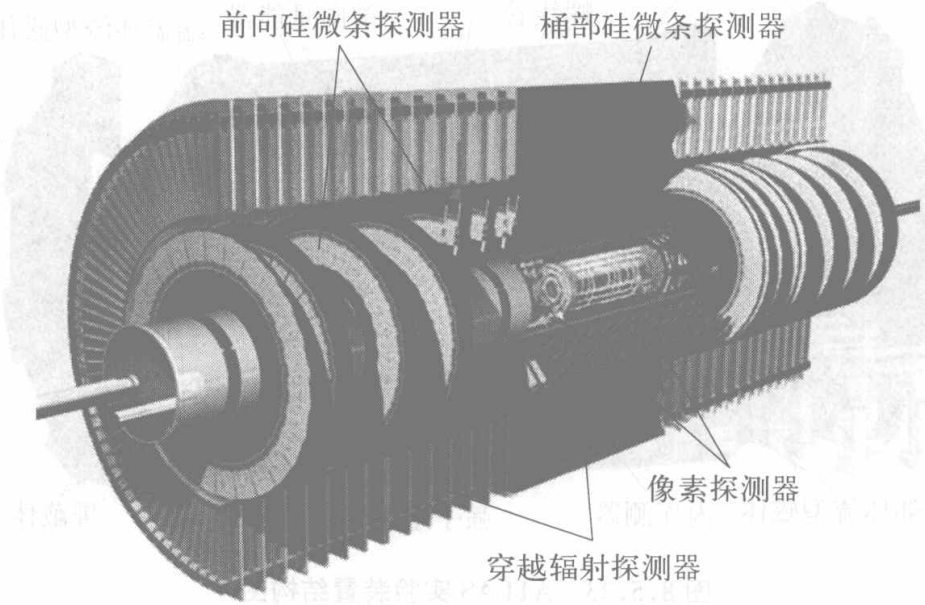


图 8.5.24　ATLAS 内径迹探测器结构示意图

径迹探测器外边是高精度的取样电磁量能器，采用“手风琴”结构的液氩量能器，直径为 7 m，长为 4.5 m，外加两个端盖。围绕电磁量能器中心区域的强子量能器由塑料闪烁体嵌入铁吸收片中组成瓦片式量能器，由波长位移光纤读出。前向

区域的电磁量能器和强子量能器均采用液氩型。前置簇射计数器安放在电磁量能器前面，利用窄条使得指向对撞点具有 50 mrad/$\sqrt{E}$的角分辨率。中心电磁量能器和瓦片式强子量能器的能量分辨率预计分别为 $\sigma_E/E = [10/\sqrt{E} \oplus 1.6 \oplus 3.0/E]\%$ 和$[38/\sqrt{E} \oplus 1.6 \oplus 3.0/E]\%$

μ 子探测系统位于超导空气芯环形磁场区域内，由四种探测器组成。利用粒子在磁场中偏转做动量测量的是三组多层监控漂移管(Monitored Drift Tube，简称 MDT)构成桶部和端盖的最主要部分，共有 37 万只管子，覆盖面积为 5 500 m^2，提供动量测量的一维坐标，精度高达 70 μm。测量动量的二维坐标用 3 650 m^2 的双层电阻板室(RPC)完成，它同时作为桶部 μ 子的触发系统。窄间隙室(Thin Gap Chamber，简称 TGC)提供端盖部分的二维坐标和 μ 子触发。端盖的前向部分距对撞点最近的一组的 μ 子探测器由能承受前向高计数率的阴极条室(Cathode Strip Chamber，简称 CSC)构成。整个 μ 子探测系统在中等动量区域的动量分辨率为 2%～3%量级，在 1 TeV 处动量分辨率≤10%。

目前，包括中国在内的 35 个国家的 161 个单位的 1 830 位科学家和工程技术人员参加了 ATLAS 合作组。

2. CMS 谱仪

CMS(Compact Muon Solenoid)是一个“紧凑”的探测器系统，其结构如图 8.5.25所示，直径为 14.6 m，长 21.6 m。它的主要设计目标是：

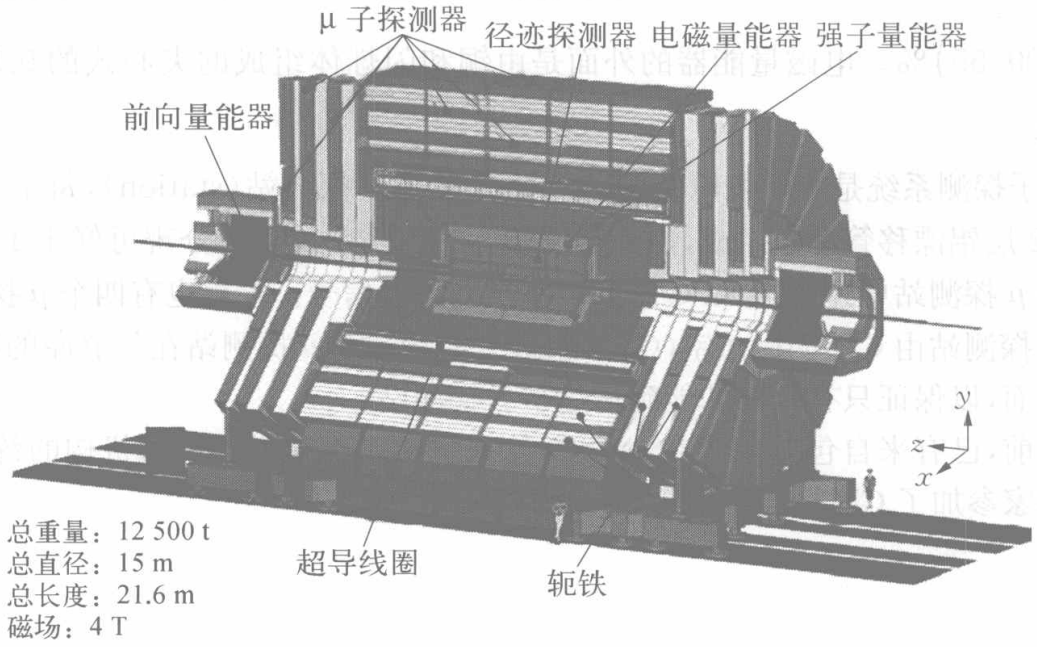


图 8.5.25　CMS 实验装置结构图

(1) 有很好的 μ 子探测系统，给出高精度的动量测量。

(2) 与 μ 子探测器相适应，有尽可能好的电磁量能器。

(3) 有高质量的中心径迹探测器。

以便达到在很大的能量区间和很高的亮度条件下，鉴别和精确测量 μ 子、电子和光子，从而清晰地寻找和测量新的物理信息。

CMS 的磁场是目前世界上最大的超导体螺线管磁场，线圈直径为 5.9 m，长 13 m，磁场强度为 4 T，以保证 μ 子探测器的精度。

为了处理高多重性径迹，采用灵敏单元很小的内径迹探测器，包括：① 紧靠碰撞点是三层硅像素探测器，用于顶点和二次顶点的测量。每个像素的面积为 150 μm^2。② 在像素探测器外面是 10 层硅微条探测器。桶部内半径为 21 cm，其中第 1、2、5、6 和 7 层为单面硅微条探测器，背对背成 100 mrad 立体角。外半径延伸到 1.3 m，轴向延伸到 ± 3 m。硅微条探测器的总面积超过 240 m^2。中心区域的动量分辨率预计可达到 $\frac{\sigma_p}{p_T(\mathrm{TeV})} \approx (15 \times p_T \oplus 0.5)\%$。

量能器包括电磁量能器和强子量能器两部分。电磁量能器置于 4 T 磁场线圈内，采用快时间响应的钨酸铅晶体($PbWO_4$)全吸收量能器，共用了约 80 000 根晶体，桶部用雪崩二极管(APDs)读出，端盖部分用光三极管(VPTs)读出。$PbWO_4$ 晶体的优点是辐射长度短(0.9 cm)，做成的量能器总体积小。电磁量能器的能量分辨率预计中心区域为 $\frac{\sigma_E}{E(\mathrm{GeV})} \approx \left(\frac{2.7}{E} \oplus 0.55\right)\%$，前向为 $\frac{\sigma_E}{E(\mathrm{GeV})} \approx \left(\frac{5.7}{E} \oplus 0.55\right)\%$。电磁量能器的外面是由铜和闪烁体组成的夹心式的瓦片强子量能器。

μ 子探测系统是在磁场轭铁回路中插入四个 μ 探测站(station)，每个 μ 探测站由 12 层铝漂移管平面组成，预计定位精度可达 100 μm，角分辨可好于 1 mrad。在四个 μ 探测站中还包括 RPC 触发层提供的触发信号。端盖也有四个 μ 探测站，每个 μ 探测站由 6 层阴极条室(CSC)组成。最后一个 μ 探测站在足够厚的吸收物质层后面，以保证只有 μ 子才能到达这个 μ 探测站。

目前，已有来自包括中国在内的 37 个国家 155 个大学和科研机构的约 2 000 位科学家参加了 CMS 合作组。

参考文献

[1] 徐克尊,等. 粒子探测技术[M]. 上海:上海科学技术出版社,1981.

[2] 复旦大学,清华大学,北京大学. 原子核物理实验方法上册[M],北京:原子能出版社,1981.

[3] Particle Data Group. Review of Particle Physics[J]. Journal of Physics G, Nuclear and Particle Physics, 2006, 33(7): 1 - 1232.

[4] 谢一冈,等. 粒子探测器与数据获取[M]. 北京:科学出版社,2000.

[5] BEPCII BESIII 探测器初步设计,IHEP - BEPCII - SB - 03 - 4, 2003.

[6] Hirai Toshihisa, Uehara Sadaharu, Watanabe Yasushi. Real-time luminosity monitor for a B-factory experiment [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 2001, A 458: 670 - 676.

[7] Abashian A, Gotow K, Morgan N, et al. The Belle detector[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 2002, A 479: 117 - 232.

[8] http://www.rhic.bnl.gov/

[9] 陈宏芳,李澄,汪晓莲,等. 一种新型时间测量探测器——多气隙电阻板室[J]. 高能物理与核物理,2002,26(3):201 - 206.

[10] http://public.web.cern.ch/

[11] Incandela J. Hadron collider detectors[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 2000, A 453: 17 - 24.

[12] Manzari V. Construction of the ALICE silicon pixel detector and prototype performance in test beam[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 2006, A 560: 61 -66.

[13] http://atlas.ch/detector.html

[14] Biscossa A, Cambiagh M i, Conta C, et al. Construction and test of a full-scale prototype of an ATLAS muon spectrometer tracking chamber[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1999, A 425: 140 - 164.

[15] CMS Collaboration, CMS TDR addendum, LHCC 2000 - 016.

[16] Hartmann F. The CMS tracker—Construction issues for large detector systems with industry involvement[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 2005, A 549: 171 - 177.

思 考 题

1. 在符合实验中如何选择合适的源强？由于什么因素的限制使源强不能太大？反之，是否越弱越好？为什么？

2. 用快慢符合谱仪测瞬时符合曲线时，为何延迟时间 t_d 远大于符合分辨时间 τ 时所得符合计数就是偶然符合？

3. 说明 1 MeV 的 γ 射线入射在 NaI(Tl)晶体上发生全能量吸收和部分能量吸收的过程。

4. 对测低能射线的 NaI(Tl)、正比管、Si(Li)三种探测器，试比较以下指标：① 能量分辨率；② 探测效率；③ 线性；④ 逃逸峰影响；⑤ 峰康比。

5. 欲测量 ^{241}Am 的 α 射线能量、^{55}Fe 的 X 射线能量、^{60}Co 的 γ 射线能量和动量为 100 Gev/c 的 γ 光子能量，以及源强为 1 mCi 的 β 射线强度和慢中子通量，试问分别可以选用哪些探测器？并简要说明理由。

6. MRPC 的时间分辨率为几十 ps，试设计一套用宇宙线带电粒子测量 MRPC 的时间分辨率和能谱的测量系统。画出实验逻辑方框图，说明设计思想和理由。

7. 试设计一台工作在 100 GeV 的质子和 100 GeV 的反质子对撞机上的大型磁谱议。目标是探测 $\gamma, e^+, e^-, \mu^+, \mu^-, \pi, K, P$ 等末态粒子，它应有较好的能量、动量分辨率及粒子分辨本领。

(1) 给出其大致的结构、尺寸。

(2) 根据粒子动量范围，给出 TOF 的位置和时间分辨率。(假定 TOF 由有机闪烁体和光电倍增管组成)

(3) 给出电磁量能器和强子量能器的材料类型及尺寸大小。

习 题

1. 用 NaI(Tl)测 2.78 MeV γ 射线的能谱时，可看到的峰有哪几个，并计算相应的能量。

2. 求 3 in×3 in NaI(Tl)晶体对以下能量的射线的源峰探测效率。设为点源，在晶体轴线上，源距 10 cm，γ 能量为 320，620，835，1 332，1 779 keV。

3. 能量为 2.62 MeV 的 γ 光子被自由光子散射，若散射角为 90°，求散射光子和反冲电子的

能量。如果光子的能量为 1.1 MeV，散射角为 45°，试求散射后光子的能量，反冲电子的能量和它的飞出角度。

4. 能量为 2.62 MeV 的 γ 光子被自由光子散射，若散射角为 180°，试确定散射光子的能量和反冲电子在磁感应强度为 330 Gs 的磁场中的轨道半径。

5. ^{137}Cs 放射源放出的 γ 射线的能量是 0.661 MeV，^{60}Co 放射源的 γ 射线能量是1.25 MeV（平均能量）。试求它们在康普顿散射中的反散射光子的能量和反冲电子的最大能量。

6. 一个金硅面垒半导体谱仪，其等效噪声能量为 9.0 keV，窗效应造成的能量分辨率为 7.0 keV，其他因素对能量分辨率的贡献为 4.0 keV，问能够产生能量分辨率为 13 keV 的入射粒子能量是多少？（设 $F=0.15$）

7. 计算本征层为 5 mm 的 Si(Li)探测器对 10 keV 和 30 keV 平行射线束的探测效率。设 Be 窗厚为 0.01 mm。

8. 比较用硅材料和用 Ge 材料做成的探测器由于电子-空穴对的涨落对分辨率的影响。如果除了统计涨落以外，所有其他因素对谱线宽度的贡献为 5 keV，那么对 Si 和 Ge 来说，探测粒子的能量是多大，才会形成 20 keV 的线宽？（取 $F=0.1$）

9. 一个金硅面垒半导体探测器系统灵敏区直径为 2 cm，电阻率为1 000 Ω·cm，入射窗厚为 100 μg/cm^2，输出端总电容为 10 pF，试计算① 当工作电压为 100 V 时，探测器的灵敏层厚度和结电容大小。② 在 200 V 时探测器已达全耗尽，求用它探测距它 1 cm 处的 1 MeV 的 β 射线或 γ 射线的探测效率。设电效率和分辨时间造成的效率为 1，1 MeV 的 γ 射线在硅中的吸收系数 $\mu=0.063\ 5$ cm^2/g，硅的密度 $\rho=2.35$ g/cm^3。③ 当工作电压从 100 V 变到 200 V 时，输出脉冲幅度在下列两种情况下的相对变化，a) 接电压灵敏放大器；b) 接电荷灵敏放大器，它的 $C_f=2$ pF，$K=1\ 000$ 倍。

10. 用 Si(Li)半导体探测器测量^{55}Fe 5.9 keV 的 X 射线，探测器灵敏区直径为 2 cm，灵敏区厚度 $d=3$ mm，入射窗为 25 μm 的铍窗。若^{55}Fe 为点源且放置在探测器的轴线上。

(1) 求源距探测器 4 cm 时的探测效率(设该系统的电效率为 100%，5.9 keV 的 X 射线在铍窗中的质量吸收系数为 0.52 cm^2/g，在硅中的质量吸收系数为33.6 cm^2/g，铍的密度为 1.84 g/cm^3，硅的密度为 2.35 g/cm^3)。

(2) 若用 256 道分析器代替 1 024 道分析器测量，谱仪的能量分辨将如何变化？

11. 用延迟符合法研究 μ 介子的衰变，在时间 1～2 μs 内记录了 200 次衰变，而时间在0～6 μs内记录到 310 次衰变，若衰变服从指数规律，试计算 μ 介子的平均寿命。

12. G－M 计数管的死时间为 180 μs，测量中计数率为 640 cps。求：由于存在死时间，每秒损失多少记数？若要求损失的计数率不超过真正计数率的 1%，放射源(点源)和计数管之间的距离应如何改变？

13. 一个采用 G－M 计数管的探测系统，分辨时间是 250 μs，① 如果每分钟记录到12 000脉冲，问由于分辨时间的限制而漏记了多少脉冲？② 如要求测量精度小于 5%，那么此探测系统允许的最高计数率是多少？

附　录

1. 名词索引(以拼音字母次序)

A

α粒子　α particle
暗电流　dark current

B

β射线　β-ray
贝特-布洛赫公式　Bethe-Bloch formula
标准误差　standard error
半导体　semiconductor
半导体探测器　semiconductor detector
半高宽　Full Width at Half Maximum, FWHM
本征半导体　intrinsic semiconductor
波长位移剂　wavelength shifter

C

场粒子　force carrier
穿越辐射　transition radiation
触发计数器　trigger counter
出射粒子　outgoing particle
簇射计数器　shower counter

D

打拿极　dynode
单逃逸峰　single-escape peak
导带　conduction band
导体　conductor
电磁量能器　Electromagnetic Calorimeter, EMC, ECAL
电磁簇射　electromagnetic shower
电离产额　ionization yield
电离电流　ionization current
电离能　ionization energy
电离能损　ionization energy loss
电荷灵敏放大器　Charge Sensitive Amplifier, CSA
电荷耦合器件　Charge Coupled Device, CCD
电子倍增　electron multiplier
电子空穴对　electron-hole pair
电子迁移率　electron mobility
电子簇团　electron clusters
电离室　ionization chamber
电流电离室　current ionization chamber
电阻板室　Resistive Plate Chamber, RPC
电阻率　resistivity
δ电子,敲出电子　knock-on electrons
定标器　scaler

多道分析器 multichannel analyzer
对撞机 collider
对撞束 colliding beam
渡越时间 transit time
渡越时间分散 transit time spread
对产生 pair production
多丝正比室 Multi - Wire Proportional Chamber, MWPC
多气隙电阻板室 Multi-gap Resistive Plate Chambers, MRPC

E

二次发射因子 secondary emission factor
二项式分布 binomial distribution
二项式级数 binomial series

F

发光 luminescence
发光衰减时间 luminescence decay time
发射光谱 emission spectrum
辐射光谱 radiation spectrum
辐射体 radiator
法诺因子 Fano factor
反散射峰 back scatter peak
反射 reflection
分压器 voltage divider
反符合 anticoincidence
反向偏压 reverse bias voltage
分辨时间 resolving time
分辨率 resolution
飞行时间探测器 Time-of-Flight detector, TOF
复合 recombination
复合中心 recombination center
符合 coincidence
符合电路 coincidence circuit
俘获 trapping
俘获长度 trapping length
辐射长度 radiation length
辐射损伤 radiation damage
辐照 irradiation
辐照效应 irradiation effect

G

概率 probability
概然误差 probable error
γ射线 γ - ray
γ相机 γ - ray camera
规范玻色子 gauge boson
高斯分布 Gauss distribution
高纯锗 High Purity Germanium, HPGe
盖革计数器 G - M 计数器 Geiger - Mulier counter
光产额 light yield
光电子 photoelectron
光电倍增管 photo-electron multiply tube
光二极管 photo diode
光电效应 photoelectric effect
光导 light guide
光电峰 photoelectron peak
光谱响应 spectral response
光衰减长度 luminescence attenuation length
光输出 light output
光阴极 photocathode
光电效应 photoelectric effect
光核作用 photonuclear interaction
光子 - 光电子增殖 photo-photoelectron multiplication
硅微条 Micro Strip Silicon Detector, MSSD
过失误差 blunder error

H

核相互作用长度 nuclear interaction length

核碰撞长度　nuclear collision length
火花室　spark counter
耗尽层(区)　depletion layer (zone)
耗尽层厚度　depletion depth
环像切伦科夫计数器　Ring Imaging CHerenkov counter, RICH
环形磁铁　toroidal magnet

J

价带　valence band
加权平均　weighted mean
激发　excitation
计数率　count rate
计数坪　counting plateau
结电容　junction capacitance
级联辐射　cascade radiation
禁带　forbidden (band) energy gap
晶格　crystal lattice
精确度　precision
晶体　crystal
计数器　counter
计数测量　counting measurement
径迹室　track chamber
径迹重建　track reconstruction
聚焦极　focusing electrode
均方根误差　Root-Mean-Square error, RMS
绝缘体　insulator

K

康普顿效应　Compton effect
康普顿连续谱　Compton continuous spectrum
可见光计数器　Visible Light Photo Counter, VLPC
空间电荷效应　space charge effect
空间电荷区　space charge region
空穴迁移率　hole mobility
快慢符合　fast-slow coincidence
快中子　fast neutron
夸克　quark
扩散运动　diffusion moving
扩散型 PN 结　diffused PN junction
刻度　calibration

L

朗道分布　Landau distribution
锂漂移探测器　lithium drifted detector
离子注入型　ion - implanted type
粒子鉴别　particle identification
量子效率　quantum efficiency
量能器　calorimeter
临界角　critical angle
磷光　phosphorescence
临界能量　critical energy
洛伦兹因子　Lorentz factor
拉莫定理　Ramo theorem
漏电流　leakage current
螺旋管　solenoid

M

慢成分　slow components
漫反射　diffuse reflection
慢中子　slow neutron
面垒型探测器　surface barrier detector
脉冲电离室　pulse ionization chamber
脉冲堆积　pulse pileup
脉冲形状甄别　pulse shape discriminating
描迹仪　hodoscope
莫里哀半径　Molière radius
模拟数字变换　Analog-to-Digital-Converter, ADC

N

能带 energy band
能量分辨率 energy resolution
能量损失,能损 energy loss
能量线性 energy linearity
能量响应 energy response
能谱测量 energy spectrum measurement
能隙 energy gap
内转换电子 internal conversion electron
N 型半导体 N - type semiconductor
核子仪器系统 Nuclear Instrument Module, NIM

O

偶然符合 random coincidence, accidental coincidence

P

偏差 deviation
漂移运动 drift moving
漂移室 drift chamber
平均电离能 mean ionization energy
平均值 average value, mean value
平均偏差 mean deviation
平面型探测器 planar type detector
坪曲线 plateau curve
平行板室 Parallel Plate Chamber, PPC
PN 结 PN junction
泊松分布 Poisson distribution
P 型半导体 P - type semiconductor

Q

强子 hadron
强子鉴别 hadron identification
强子量能器 hadron calorimeter
轻子 lepton
切伦科夫辐射 Cherenkov radiation
切伦科夫探测器 Cherenkov detector
切伦科夫角 Cherenkov angle
气凝硅胶 aerogel
气体闪烁体 gaseous scintillator
气体探测器 gaseous detectors
气体电子倍增器,GEM 探测器 Gas Electron Multiplier
权场 weighting field
全能峰 full energy peak

R

韧致辐射 bremsstrahlung
强子量能器 hadron calorimeter
全反射 total reflection
全能峰 full energy peak
入射粒子 incident particle
入射束 incoming beam
热中子 thermal neutron

S

少数载流子 minority carrier
射程 range
色散 dispersion
死时间 dead time
时间投影室 Time Projection Chamber, TPC
时间响应 time response
时间幅度变换器 Time to Amplitude Converter, TAC
时间数字变换器 Time to Digital Converter, TDC
施主杂质 donor impurity
速度分辨率 velocity resolution
衰变常数 decay constant
受主杂质 acceptor impurity

闪烁 scintillation
闪烁光纤 scintillation fiber
闪烁晶体 scintillation crystal
闪烁探测器 scintillation detector
双逃逸峰 double-escape peak
算术平均 arithmetic mean
塑料闪烁体 plastic scintillator
随机误差 stochastic error, random error

T

探测器 detector
探测效率 detection efficiency
逃逸峰 escape peak
汤生系数 Townsend coefficient
同轴型探测器 coaxial type detector
同位素 isotope
统计涨落 statistical fluctuation
统计误差 statistical error
退激发 de-excitation

W

望远镜 telescope
微通道板 micro-channel plate
温度效应 temperature effect
温度效应 temperature effect
微电极型气体探测器 micro-pattern gaseous detector
微条气体室 Micro - Strip Gas Chamber, MSGC
微条探测器 Micro - Strip Detector, MSD
位置灵敏探测器 Position Sensitive Detector, PSD
微型网状结构的气体探测器 Micro MEsh GAseous Structure, MicroMEGAS
无机晶体 inorganic crustal
无机闪烁体 inorganic scintillator

X

X射线探测器 X - ray detector
吸附效应 attachment effect
系统误差 systematic error
相对论性粒子 relativistic particle
像素探测器 pixel detector
像增强器 image intensifier
相对误差 relative error
效率坪 efficiency plateau
雪崩倍增 avalanche multiplication
雪崩型光二极管 Avalanche Photo Diode, APD

Y

湮灭辐射 annihilation radiation
阳极光照灵敏度 luminous anode sensitivity
阴极光照灵敏度 luminous cathode sensitivity
阴极辐射灵敏度 radiant cathode sensitivity
荧光 fluorescence
阈速度 threshold velocity
阈动能 threshold kinetic energy
有机晶体 organic crystal
有机闪烁体 organic scintillator
有机闪烁液体 organic scintillation liquid
有效数字 significant figure
原初电离 primary ionization

Z

载流子 carrier
锗探测器 germanium detector
增益 gain
噪声 noise
折射率 refractive index
正电子断层扫描成像 Positron Emission Computed Tomography, PET

正比计数器 proportional counter
正负电子对产生 electron-position pair creation
正负电子对撞机 electron-positron collider
直线加速器 linear accelerator
真实值 true value
质量衰减系数 mass attenuation factor
总电离 total ionization
中子 neutron
中子增殖 neutron breed
中微子 neutrino
准确度 accuracy
阻止本领 stopping power
最小电离粒子 Minimum-Ionization Particle, MIP
最小二乘 least square
最概然值 most probable value

2. 常用物理常数

物 理 量	符 号	数 值
真空中的光速	c	299 792 458 $m \cdot s^{-1}$
普朗克常数	h	$6.626\,069\,3(11)\times10^{-34}$ J·s
约化普朗克常数	$\hbar \equiv h/2\pi$	$1.054\,571\,68(18)\times10^{-34}$ J·s $= 6.582\,119\,15(56)\times10^{-22}$ MeV·s
电子的电荷量	e	$1.602\,176\,53(14)\times10^{-19}$ C
转换常数	$\hbar c$ $(\hbar c)^2$	197.326 968(17)MeV·fm 0.389 379 323(67)GeV^2·mb
电子的质量	m_e	$0.510\,998\,918(44)\,MeV/c^2$ $= 9.109\,382\,6(16)\times10^{-31}$ kg
质子的质量	m_p	$938.272\,029(80)\,MeV/c^2$ $= 1.672\,621\,71(29)\times10^{-27}$ kg
氘核的质量	m_d	$1\,875.612\,82(16)\,MeV/c^2$
原子质量单位	u	$931.494\,043(80)\,MeV/c^2$ $= 1.660\,538\,86(28)\times10^{-27}$ kg
真空的介电常数	$\varepsilon_0 = 1/\mu_0 c^2$	$8.854\,187\,817\times10^{-12}$ F·m^{-1}
真空的磁导率	μ_0	$4\pi\times10^{-7}$ N·A^{-2} $= 12.566\,370\,614\times10^{-7}$ N·A^{-2}
精细结构常数	$\alpha = e^2/(4\pi\varepsilon_0\hbar c)$	$7.297\,352\,568(24)\times10^{-3}$ $= 1/137.035\,999\,11(46)$
电子的经典半径	$r_e = e^2/(4\pi\varepsilon_0 m_e c^2)$	$2.817\,940\,325(28)\times10^{-15}$ m
电子的康普顿波长	$\lambda_e = \hbar/m_e c = r_e\alpha^{-1}$	$3.861\,592\,678(26)\times10^{-13}$ m
玻尔半径($m_{原子核}=\infty$)	$a_\infty = 4\pi\varepsilon_0\hbar^2/m_e e^2$ $= r_e\alpha^{-2}$	$0.529\,177\,210\,8(18)\times10^{-10}$ m
动量为 1 eV/c 的粒子的波长	$hc/(1\text{ eV})$	$1.239\,841\,91(11)\times10^{-6}$ m

续表

物 理 量	符 号	数 值
里德伯能量	$hcR_\infty = m_e c^2 \alpha^2/2$	13.605 692 3(12)eV
汤姆孙截面	$\sigma_T = 8\pi r_e^2/3$	0.665 245 873(13)b
玻尔磁子	$\mu_B = e\hbar/2m_e$	$5.788\ 381\ 804(39)\times10^{-11}$ MeV·T^{-1}
核磁子	$\mu_N = e\hbar/2m_p$	$3.152\ 451\ 259(21)\times10^{-14}$ MeV·T^{-1}
电子回旋频率/场	$\omega^e_{cycl.}/B = e/m_e$	$1.758\ 820\ 12(15)\times10^{11}$ rad·s^{-1}·T^{-1}
质子回旋频率/场	$\omega^p_{cycl.}/B = e/m_p$	$9.578\ 833\ 76(82)\times10^{7}$ rad·s^{-1}·T^{-1}
引力常数	G_N	$6.674\ 2(10)\times10^{-11}$ m^3·kg^{-1}·s^{-2} $=6.708\ 7(10)\times10^{-39}\hbar c$ (GeV/c^2)$^{-2}$
标准引力加速度	g_n	9.806 65 m·s^{-2}
阿伏加德罗常数	N_A	$6.022\ 141\ 5(10)\times10^{23}$ mol^{-1}
玻耳兹曼常数	k	$1.380\ 650\ 5(24)\times10^{-23}$ J·K^{-1} $=8.617\ 343(15)\times10^{-5}$ eV·K^{-1}
克分子体积(标准条件下的理想气体)	$N_A \dfrac{k(273.15\ \mathrm{K})}{101\ 325\ \mathrm{Pa}}$	$22.413\ 996(39)\times10^{-3}$ m^3·mol^{-1}
维恩位移律的常数	$b = \lambda_{max} T$	$2.897\ 768\ 5(51)\times10^{-3}$ m·K
斯特藩-玻耳兹曼常数	$\sigma = \pi^2 k^4/60\hbar^3 c^2$	$5.670\ 400(40)\times10^{-8}$ W·m^{-2}·K^{-4}
费米耦合常数	$G_F/(\hbar c)^3$	$1.166\ 37(1)\times10^{-5}$ GeV^{-2}
弱混合角	$\sin^2\theta_W(M_z)$	0.231 20(15)
$W^{\pm}$玻色子的质量	m_W	80.425(38)GeV/c^2
Z^0玻色子的质量	m_Z	91.187 6(21)GeV/c^2
强作用耦合常数	$\alpha_s(M_z)$	0.118 7(20)

π = 3.141 592 653 589 793 238　　e = 2.718 281 828 459 045 235

1 in ≡ 0.0254 m, 1 Gs ≡ 10^{-4} T, 1 eV ≡ $1.602\ 176\ 53\ (14)\times10^{-19}$J, 0 ℃ ≡ 273.15 K,
1 Å≡ 0.1 nm, 1 dyn ≡ 10^{-5} N, 1 b ≡ 10^{-28} m^2, 1 kT (300 K) = $[38.681\ 648(68)]^{-1}$ eV,
1 erg ≡ 10^{-7}J, 1 atm ≡ 760 Torr ≡ 101 325 Pa

注：此表译自粒子物理手册。
表中括号内的数字表示物理量最后一位数值的标准误差。

3. 辐射防护常识*

对于从事核与粒子物理实验的人员，了解辐射和辐射防护知识，掌握各种辐射防护的基本方法是非常必要的。本章主要介绍辐射防护常识，包括：辐射来源、辐射剂量和辐射防护的基本方法。

A3.1 常用辐射计量和单位

一、放射源活度和强度

放射性核素衰变是随机的，因此放射源活度是统计性物理量。它指一定量的放射性核素在单位时间内发生核衰变的期望值，法定单位为贝可勒尔(Bq)，定义为

$$1\ \mathrm{Bq} = 1/\mathrm{s}$$

早期常用的放射源活度单位是居里(Ci)：

$$1\ \mathrm{Ci} = 3.7\times10^{10}\ \mathrm{Bq}$$

放射源强度单位与放射源活度单位相同，但放射源强度与放射源活度的概念不同。放射源强度是指放射性源在单位时间发射的某种粒子的数目。只有当放射源每次衰变只发出单一射线时，两者相等，多数情况下，两者是不同的。

二、照射量和吸收剂量

照射量 X 是表示光子与空气分子相互作用，最终产生的电离效应大小，定义为

$$X = \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}m} \tag{a3.1}$$

公式中 $\mathrm{d}Q$ 表示光子在质量为 $\mathrm{d}m$ 的空气物质中产生的全部次级电子被全部阻止时，空气中电子(或离子)电荷绝对值。它不包括次级电子韧致辐射过程产生的电离。从定义可以看出，照射量仅限于光子与空气分子相互作用，不能用于其他粒子(如电子，中子)和其他物质。照射量 X 的单位为 C/kg。另一个照射剂量单位是伦琴 (Roentgen)，$1\ \mathrm{R} = 2.58\times10^{-4}\ \mathrm{C/kg}$。

放射性吸收剂量 D 指人体(或其他动植物组织)单位质量物质所吸收的平均

辐射能量，适用于任何辐射和物质。定义为

$$D = \frac{dE}{dm} \tag{a3.2}$$

由辐射单位和测量国际委员会(ICRU)建议使用的国际标准单位为J/kg，专有名词为戈瑞(Gy)。

$$1\ \text{Gy} = 1\ \text{J/kg} = 6.24 \times 10^{12}\ \text{MeV/kg}$$

另一个常用的吸收剂量单位为拉德(rad，roentgen absorbed dose)，换算关系为

$$1\ \text{Gy} = 100\ \text{rad}$$

照射量与吸收剂量是两个意义完全不同的辐射量，在使用时应注意它们的区别。习惯常说“某人受照X线剂量多少伦琴”，这种说法是不正确的，伦琴不是剂量的单位而是照射量的单位。照射量只能用于X或γ射线，不能用于其他辐射，它是根据X或γ射线在空气中的电离本领确定的，是用来描述辐射场的一种物理量，与人体无关。即使没有受照射的人体存在，在辐射场的各点上也有一定的照射量率。而吸收剂量是指受照射的人体组织或其他物体每单位质量所吸收的辐射能量，它不仅取决于外界的辐射场的照射量，而且还取决于受照射物体本身的性质和光子的能量。大多数的辐射测量仪表测读出的值是照射量或照射量率。在实际工作中可以从测量所得的X或γ射线的照射量，换算成吸收剂量的数值。其换算公式为

$$D = fX\ (\text{Gy}) \tag{a3.3}$$

式中，X 是物体中某点的照射量(单位：R)，D 是物体在该点的吸收剂量(单位：Gy)，f 是戈瑞与伦琴的转换系数(单位：$\text{Gy} \cdot \text{R}^{-1}$)。例如^{60}Co源γ射线的平均能量是1.25 MeV，对应的人体水模型转换系数 $f_w = 0.971 \times 10^{-2}\ \text{Gy/R}$，对应的人体软组织和肌肉转换系数 $f_w = 0.962 \times 10^{-2}\ \text{Gy/R}$。

三、剂量当量和有效剂量当量

即使在吸收剂量相等的情况下，不同类型的射线对人体的危害程度也不同。为了把受到的照射与危害程度联系起来，便于在统一的尺度上进行比较，在辐射防护中引进等效剂量当量 H，定义为

$$H = W_R \cdot D \tag{a3.4}$$

式中 W_R 称为辐射权重因子，表示该射线与同量标准射线的吸收剂量 D 比较所引起的生物作用或危害程度的倍数。国际辐射防护委员会推荐的 W_R 因子见表

a3.1 所示。等效剂量当量的单位为希沃特(Sievert，简写为 Sv，1 Sv = 1 J/kg)。需要指出，剂量当量只能在辐射防护中用于日常所遇的低水平照射，不能用于急性大剂量照射，也不能用于放射生物学。

表 a3.1　各种辐射的权重因子[1]

辐射类型	W_R
各种能量的 γ，X	1
各种能量的 e，μ	1
中子(<10 keV)	5
中子(10～100 keV)	10
中子(100 keV～2 MeV)	20
中子(2～20 MeV)	10
中子(>20 MeV)	5
质子(>2 MeV)	5
α，裂变碎片和重核	20

在介绍“有效剂量当量”这个概念之前，需要对电离辐射引起的生物效应作简单的说明。通常辐射引起的生物效应可分为下列两大类：

(1) 随机性效应(如：癌和遗传效应)，这类效应的发生几率与剂量成正比，不存在阈剂量，即使所受的剂量极其微小，也有可能引起癌症或遗传效应，不过发生的几率极小而已。一个群体受到照射，究竟其中哪些人发生效应，这是无法预测的，纯粹是机遇问题，所以这种效应称为随机效应。

(2) 非随机性效应(如：白内障、生育力降低、造血障碍等)，这类效应的严重程度与所受剂量的大小有关，但存在着一定的阈剂量，只要个人在其一生中所受的剂量超过阈剂量，就必然要发生这类效应。

在一定的辐射环境中，一个受到辐照的人可能涉及多个器官或组织，要评价其危害，不能简单地把各个器官或组织受到的剂量当量相加在一起，因为各个器官对同种辐射的敏感性不同。也就是说，单位剂量当量引起的随机性效应的几率对各个器官来说是不一样的。为了评价总的随机效应的危害，可将各个器官或组织的剂量当量乘上相应的权重因子 W_T 后，相加在一起得到总和，称为有效剂量当量，用符号 H_E 表示，即

$$H_E = \sum_T W_T H_T \tag{a3.5}$$

式中 H_T 是人体某一受辐照组织的剂量当量。人体主要器官权重因子 $W_T \approx 0.3$。有效剂量当量的单位与剂量当量的单位相同(即 Sv)。历史上用的单位是雷姆(rem),1 rem = 10^{-2}Sv。

综上所述,当人体受到辐射时,为了评价辐射引起的危害,首先由各个器官的吸收剂量 D 乘以辐射的权重因子 W_R,得出剂量当量 H_T,以便把不同种类辐射在危害性方面的差异考虑进去。然后再把各个器官的剂量当量 H_T 乘以器官的权重因子 W_T,得出有效剂量当量 H_E。

四、允许辐照剂量水平

允许辐照剂量水平是指对人体辐照不应超过的剂量当量值,其目的在于防止非随机效应发生,并将随机效应的发生率限制在可接受的水平。各国都制定相应的剂量当量限值。

(1) 对于随机性有害效应,国际辐射防护委员会(ICRP)推荐的允许剂量是 20 mSv/a(平均 5 年以上),并且一年的剂量率要小于 50 mSv。我国目前规定对职业放射性工作人员的全身均匀照射的年剂量当量限值为 20 mSv;受到不均匀照射时,有效剂量当量应满足:

$$\sum_T W_T H_T \leqslant 20 \text{ mSv}$$

非职业放射性工作人员(或断续接触放射性人员)年剂量当量限值可适当放宽为 50 mSv。

(2) 对非随机性有害效应,除了眼晶体以外的其他单个器官(或组织),每年的剂量当量限值为 500 mSv,对于眼晶体规定的限值为 150 mSv。

(3) 对于非放射性个人受到年剂量当量限值,年剂量当量限值为小于 5 mSv。

放射性工作人员的年剂量当量是指一年工作期间所受外照射的剂量当量与这一年内摄入的放射性核素所产生的内照射剂量当量的总和,但不包括天然本底照射和医疗照射。

A3.2 作用于人体的辐射

一、天然辐射的来源

天然辐射主要由宇宙射线和地球上存在的天然放射性核素所构成。它的主要来源有下列三种:① 进入地球大气层的高能宇宙射线(包括质子、中子、介子等),它对人体产生的剂量随地磁纬度而变化,并且随海拔升高而显著增加,在海

平面高度测量的宇宙射线本底(大部分是μ子)约为1 $min^{-1} \cdot cm^{-2} \cdot sr^{-1}$;② 宇宙线与大气中的原子核相互作用而产生放射性核素,主要有^{3}He,^{7}Be,^{14}C,^{22}Na等。这些放射性核素主要通过吸入途径进入人体内;③ 从地球开始形成的时候就存在于地壳中的放射性核素,主要有^{40}K,^{87}Rb,^{238}U系(其中包括^{226}Rn和^{222}Rn),^{232}Th系(其中包括^{228}Ra和^{220}Rn)。这些放射性核素可以照射于人体表面组织和深部组织(外照射),也可以存在于空气、水和食物中,被摄入人体内而产生内照射。天然钾中有0.011 8%是^{40}K,人体每公斤体重约含天然钾2 g,遍布于全身肌肉中。因此,生活在自然环境中的人类就自始至终无时无刻不受到天然辐射源的照射。

这些辐射构成了地球表面辐射水平。按照年统计,世界大多数地区,人体的等效剂量率约为0.4～4 mSv,某些地区的人体等效剂量率可以达到50 mSv。天然辐射本底中几乎有一半来自氡(^{222}Rn和^{220}Rn)。这主要是因为存在于房屋建筑材料内的氡逸出到室内空气中,连同它的衰变产物一起被人体吸入,对呼吸道产生照射。例如,美国的平均辐射水平大约是3.6 mSv,其中自然吸入约2 mSv。

二、人工辐射的来源

人类受到的照射除了来源于天然本底外,还包括人工产生的放射性核素,医疗照射,工农业和科研应用中的放射性核素,核工业产生的放射性废物,加速器产生的各种人工辐射等。由于医疗诊断、核医学检查以及放射治疗的广泛应用,愈来愈多的公众直接受到人工辐射的照射,医疗照射成为人工辐射最直接的来源。在医疗照射中尤以医用诊断X射线检查频度最高,而且在一次诊断过程中病人受到的局部照射剂量变化很大,相当于天然辐射年剂量当量的1～50倍。尽管放射治疗时病人受到的局部剂量更大,但接受放射治疗的病人有限,与核医学检查和X射线诊断相比所占比例很小。此外,一些核工业事故和核试验对人类生存环境的污染也是明显的。图a3.1显示的是核裂变反应堆产生的各种辐射。其中主要是中子和γ射线。反应堆在实际运行中设置防护屏障的厚度足以把中子和γ辐射衰减到符合辐射防护的要求,其他辐射则减弱到可以忽略的地步。

一些数据统计结果表明,用于诊断目的的医疗照射造成的全世界平均年有效剂量当量约为0.4 mSv,相当于天然本底辐射的20%。职业照射造成的年有效剂量当量相当于天然本底辐射年有效剂量当量的0.1%。核动力生产造成的年有效计量当量水平相当于天然放射性本底辐射年有效剂量当量的0.01%～0.05%。因此,天然放射性本底和医疗照射是人类日常生活中辐射的主要来源。

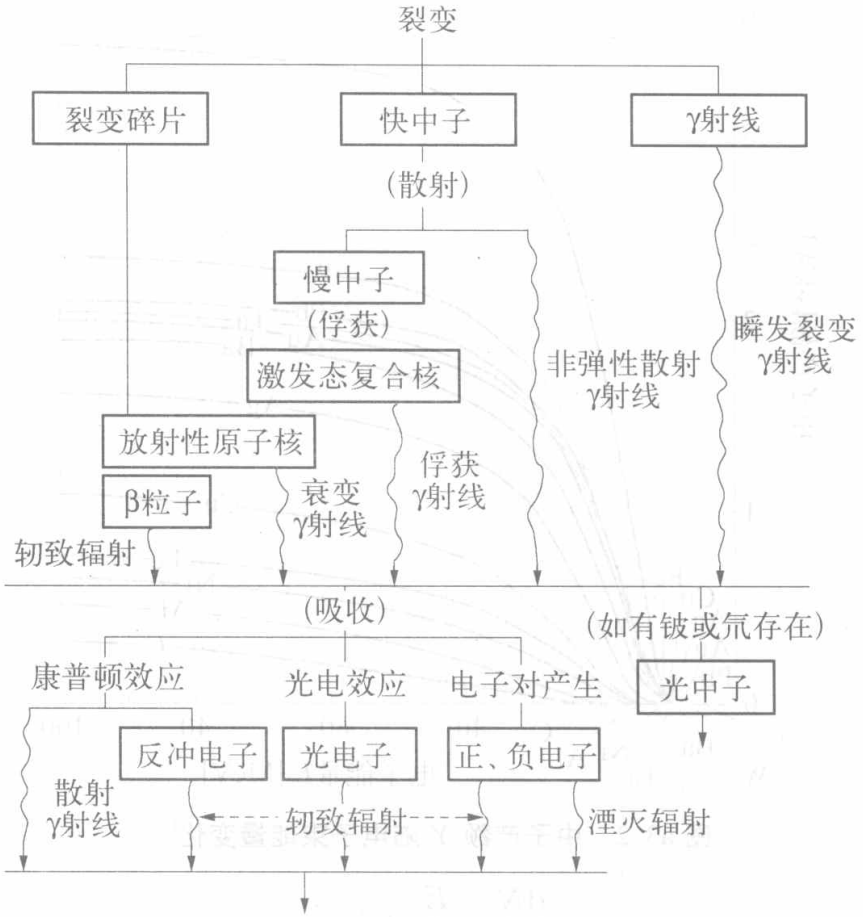


图 a3.1　裂变反应堆中释放的各种辐射

三、粒子加速器环境中的辐射

粒子加速器现已广泛应用于高能物理实验、医学诊断、放射治疗、材料分析、放射性核素生产及生物学、化学、物质的辐射效应研究。在加速器环境中，在带电粒子束流经过的区域内会发生散射和同步辐射，被加速的带电粒子与束流管和残留气体作用也会产生大量次级粒子，包括韧致辐射、γ 射线和中子等。这些辐射有的是加速器应用目的所要求的，但各种辐射背景是难以避免的。这些辐射背景，一方面取决于加速器结构和运行模式，另一方面则取决于加速粒子的类型、能量和束流大小。除了少量的活化效应形成短时间的放射性外，当加速器停止运行时，各种辐射随即消失。下面主要讨论高能粒子物理实验中的加速器产生的辐射背景。

(1) 中子辐射　对高能量(大于几百个 MeV)的电子和强子加速器来讲，主要的辐射背景来自中子。在电子加速器中，韧致辐射光子(能量在 10～30 MeV 的范围)与原子核反应产生大量中子。质量数不同的核，中子产额不同。超过 30 MeV，其产额逐渐达到饱和(见图 a3.2)。产生的中子能量可用麦克斯韦分布描述：

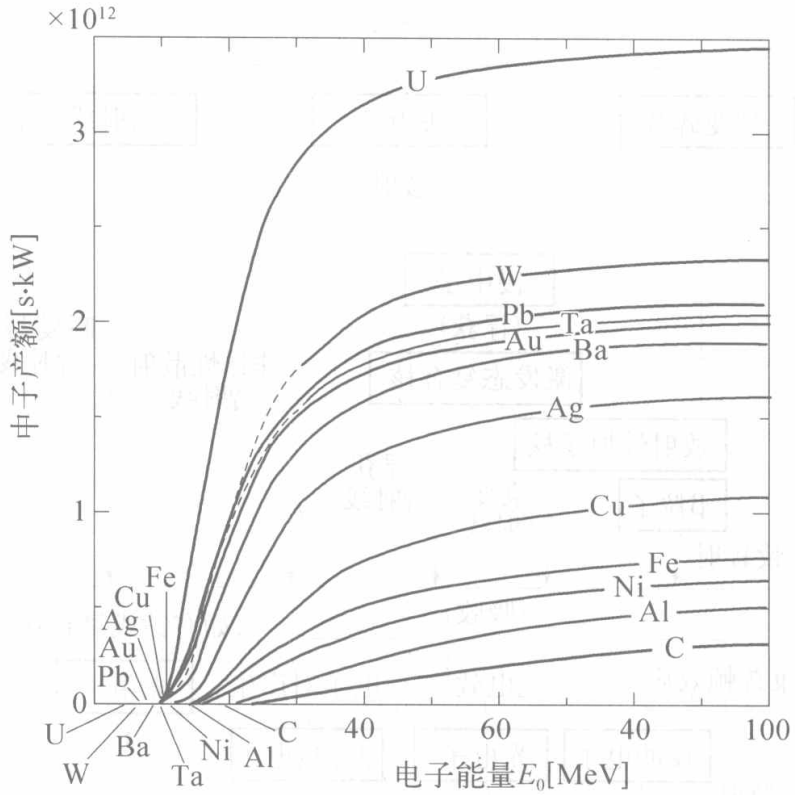


图 a3.2　中子产额 Y 随电子束能量变化[3]

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E_n}=\frac{E_n}{T^2}\mathrm{e}^{-E_n/T} \tag{a3.6}$$

其中，T 是靶核的核温度特征参数(一般，$T=0.5\sim1.0$ MeV)。对于更高能量的光子可引起其他光核作用。在质子加速器中，当质子能量在 20 MeV 到 1 GeV 时，入射质子与不用靶材料碰撞产生的中子产额变化不大。当质子能量大于 1 GeV 时，中子产额正比于 E^m(这里 $0.8\leqslant m\leqslant0.85$)。图 a3.3 是一个典型的质子加速器屏蔽墙外的中子谱。图 a3.4 是在 1 m 厚混凝土墙和单能宽束的条件下的中子衰减长度随能量的变化，实验测量条件参见文献[6]。

图 a3.5 给出了高能物理实验中常用的一些粒子的等效剂量转换系数随能量的变化曲线。例如，在 1 MeV、1 中子/cm^2 中子场中，人体辐射的等效剂量约为 290 pSv。

(2) 加速器感应辐射　高能强子(>200 MeV)与重原子核靶作用，因核作用过程及核衰变产生辐射，在距离为 1 m 远的地方的辐射剂量率 D，可以用下面表达式表示：

$$D=D_0\phi\ln[(T+t)/t] \tag{a3.7}$$

这里 $D_0=5.2\times10^{-17}(\mathrm{Sv}\cdot\mathrm{h}^{-1})/(\text{强子数}\cdot\mathrm{cm}^{-2}\cdot\mathrm{s}^{-1})$，$T$ 是辐射时间，t 是辐射

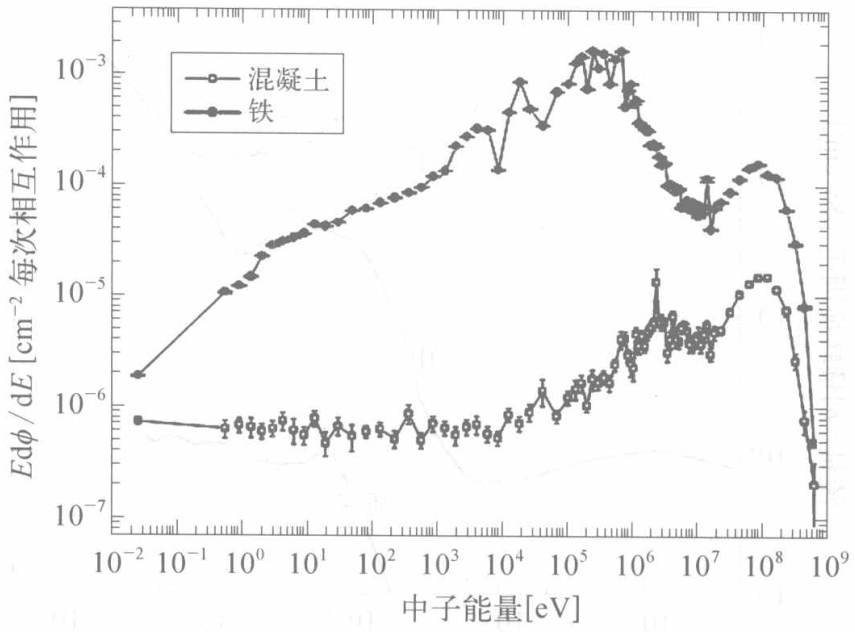


图 a3.3　一个典型质子加速器屏蔽墙外的中子谱[4]

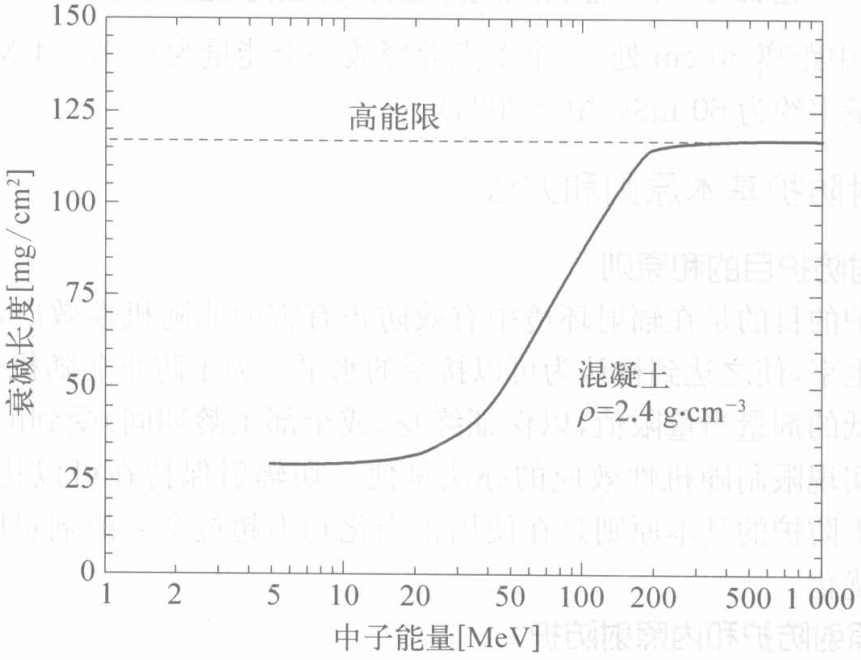


图 a3.4　中子衰减长度随能量的变化

衰减时间，ϕ 是强子的通量。

(3) 光子辐射　其剂量率和距离服从 $1/r^2$ 的关系，即

$$D(r)=\frac{D(r_0)}{(r/r_0)^2} \tag{a3.8}$$

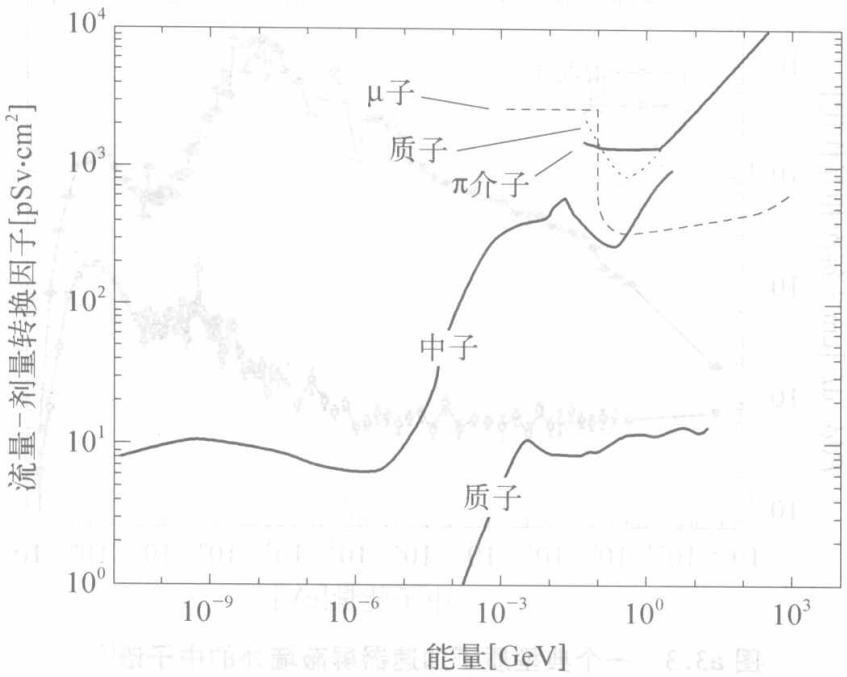


图 a3.5　不同粒子的等效剂量转换系数随能量的变化[5]

例如，在空气中距离 30 cm 处，一个 γ 点源释放一个能量为 0.07～4 MeV 的光子，所产生的剂量率约为 60 mSv/h(±20%)。

A3.3　辐射防护基本原则和方法

一、辐射防护目的和原则

辐射防护的目的是在辐射环境中有效防止有害的非随机性效应，并限制随机性效应的发生率，使之达到被认为可以接受的水平。为了防止非随机性效应，就需要制定足够低的剂量当量限值，以保证终身(或全部工龄期间)受到的照射不会达到阈剂量。实现限制随机性效应的办法是使一切辐射保持在可以达到的最低水平。辐射卫生防护的基本原则是在使用正当化和不超过个人的剂量限值前提下，达到防护最优化。

二、外照射防护和内照射防护

外照射就是处于体外的辐射源对人体的照射。根据辐射源特性，外照射防护原则是：① 尽可能缩短受照时间；② 尽量增大受照者与辐射源的距离；③ 在人和放射源之间加屏蔽物；④ 制定安全操作规则。

内照射是指体内的放射性核素对人体产生的照射。当放射性核素经由食入、吸入、皮肤粘膜或伤口进入体内时，可引起内照射的危害。同一数量的放射性物质进入体内后所引起的危害，大于其在体外作为外照射源时所造成的危害。根据使

用环境，内照射防护措施包括：① 在开放源的周围设立一系列的屏障，以限制可能被污染的区域，防止污染扩散，防止由于人员或物体的移动而将污染带出；② 保持清洁和去污，包括遵守安全操作规定，防止或减少污染的发生，对受到污染的表面及时去污，对污染空气的净化和合理组织通风；③ 加强个人防护，包括穿戴适当的防护衣具，限制暴露于污染环境中的时间和讲究个人卫生等措施。对于容易发生体内污染的工作人员，要定期或不定期地进行排泄物（主要是尿）的检测；④ 妥善处理放射性废物。工作中产生的放射性废物，不得随便乱扔，应贮存在专用的放射性污物桶内定期收集处理。通常半衰期小于 15 天的短寿命放射性废物中，允许将此类废物放置 10 个半衰期后作一般性废物处理。放射性废水、废气的排放不得超过国家规定的限值。

三、实验室常用放射源防护层计算

实验室常用放射源有 α、β 和 γ 密封源。常用密封源的防护层厚度计算方法如下：

（1）α 放射源的能量一般在 3～8 MeV 之间，在空气中的射程为几个厘米。对于其他材料，射程的近似表达式为

$$R \approx 3.2\times10^{-4}\left(\frac{R_{\text{air}}}{\rho}\right)\sqrt{A} \tag{a3.9}$$

其中 ρ 为材料密度（g/cm^3），A 为质量数。

α 粒子在人体组织中的射程非常短。人体表层厚约 7 mg/cm^2，足以吸收能量约 7.5 MeV 的 α 粒子。在实际工作中戴上手套，穿上工作服，使皮肤不直接接触 α 源，就可以完全地防止 α 粒子的外照射。

（2）β 射线比 α 射线有更大的穿透能力，而且 β 射线易被组织皮层吸收，所以对 β 射线的屏蔽应有足够的重视。例如，^{90}Sr 的 β 射线在空气中的射程长达几米，因此要避免直接照射，特别是避免直接照射眼睛。能量较高的 β 射线与物质作用能产生韧致辐射。韧致辐射的强度与 β 射线的能量、屏蔽材料的有效原子序数有关，因此在防护 β 射线时须考虑两层屏蔽，内层用低原子序数的材料（铝、有机玻璃等）屏蔽 β 射线，外层用高原子序数的材料（铁、铅 等）屏蔽韧致辐射。

根据 β 射线的能量 E 的大小，可用经验公式计算屏蔽层厚度。当 $E<0.15$ MeV时，在空气中不直接接触情况下，可不考虑屏蔽。当 $0.15\ \text{MeV}<E<0.8$ MeV时，可按下式计算 β 射线在铝中的最大射程 R（质量射程，g/cm^2）：

$$R = 0.407E_{\beta\max} \tag{a3.10}$$

当0.8 MeV＜E＜3 MeV时，按下式计算β射线在铝中的最大射程(质量射程)：

$$R = 0.542E_{\beta max} - 0.133 \tag{a3.11}$$

上式中$E_{\beta max}$为β射线的最大能量(MeV)。β射线在其他物质中的最大射程可用下式得到近似值：

$$R = 0.482R_{\beta max}\left(\frac{A}{Z}\right) \tag{a3.12}$$

式中，A、Z分别为吸收物质的原子量和原子序数。将质量射程R除以材料密度，即为该物质的吸收厚度(cm)。

(3) γ射线通常伴随α或β衰变。γ射线源对周围空气造成的照射量率大小，取决于源的放射性活度、辐射源的形状、与源的距离以及光子的能量。

在第1章有关论述中我们已知，γ射线与物质的三种相互作用将导致γ射线强度随物质的厚度按指数衰减，即

$$I = I_0\exp(-\mu x) \tag{a3.13}$$

其中I_0为射入前的强度；I为穿过厚度为x的物质层后的强度，μ为吸收系数，其大小与三种相互作用截面和材料的原子序数有关。如果辐射场内某点与辐射源的距离，比辐射源本身的几何尺寸大得多，那么在这一点上，可把辐射源看作是点状源。任何复杂形状的辐射源均可看作是许多点状源的集合。

一个放射性活度为A的点源，在距离它R(m)处造成的照射量率可由下式给出：

$$X = \frac{A\Gamma}{R^2} \tag{a3.14}$$

式中，Γ为转换系数(可查表，详见参考文献)，其专用单位是$R \cdot m^2 \cdot h^{-1} \cdot Ci^{-1}$，照射量率$X$的单位是$R \cdot h^{-1}$。

γ射线屏蔽计算方法较多，最方便的方法是通过查表得到要求不同辐射减弱倍数时所需要的屏蔽厚度。

需要指出的是公式(a3.13)只对窄束成立。实际的屏蔽计算必须考虑宽束，即不仅要考虑防护层的原子序数Z、射线能量E，还要考虑射线的几何形状、多次散射作用等。为此需要引入宽束修正因子B，公式(a3.13)改写为

$$I = I_0B(E, x, Z)\exp(-\mu x) \tag{a3.15}$$

宽束因子 B 可以计算，也可以从有关文献查表获得(详见参考文献)。

参 考 文 献

[1] ICRP Publication 60. 1990 Recommendation of the International Commission on Radiological Protection[M]. Oxford: Pergamon Press, 1991.

[2] Particle data group. Review of particle physics: Radioactivity and radiation protection[J]. Journal of Physics G, 2006, 33: 293 - 296.

[3] SWANSON W P. Radiological safety aspects of the operation of electron linear accelerators[J]. IAEA Technical Reports Series,1979, 188.

[4] BIRATTARI C, DE PONTI E, ESPOSITO A, et al. Measurements and characterization of high energy neutron fields[J]. Nuclear Instruments and Methods, 1994, 338:534 - 543.

[5] PELLICCIONI M. Overview of fluence-to-effective and fluence-to-ambient dose equivalent conversion coefficients for high energy radiation calculated using the FLUKA code[J]. Radiation Protection Dosimetry, 2000, 88: 279 - 297.

[6] THOMAS R H, STEVENSON G R. Radiological safety aspects of the operation of proton accelerators[J]. IAEA Technical Report Series, 1988, 283.

[7] GABRIEL T A, GROOM D E, JOB P K, et al. Energy dependence of hadronic activity [J]. Nuclear Instruments and Methods, 1994, 338: 336 - 347.

[8] SULLIVAN A H. A guide to radiation and radioactivity levels near high energy particle accelerators[M]. Kent: Nuclear Technology Publishing, 1992.

[9] 张世凤，王尚柏. 放射防护与监督管理教程[M]. 合肥：安徽科学技术出版社，1992.

[10] 方杰. 辐射防护导论[M]. 北京：原子能出版社，1991.

4. 一些放射性核素的特性

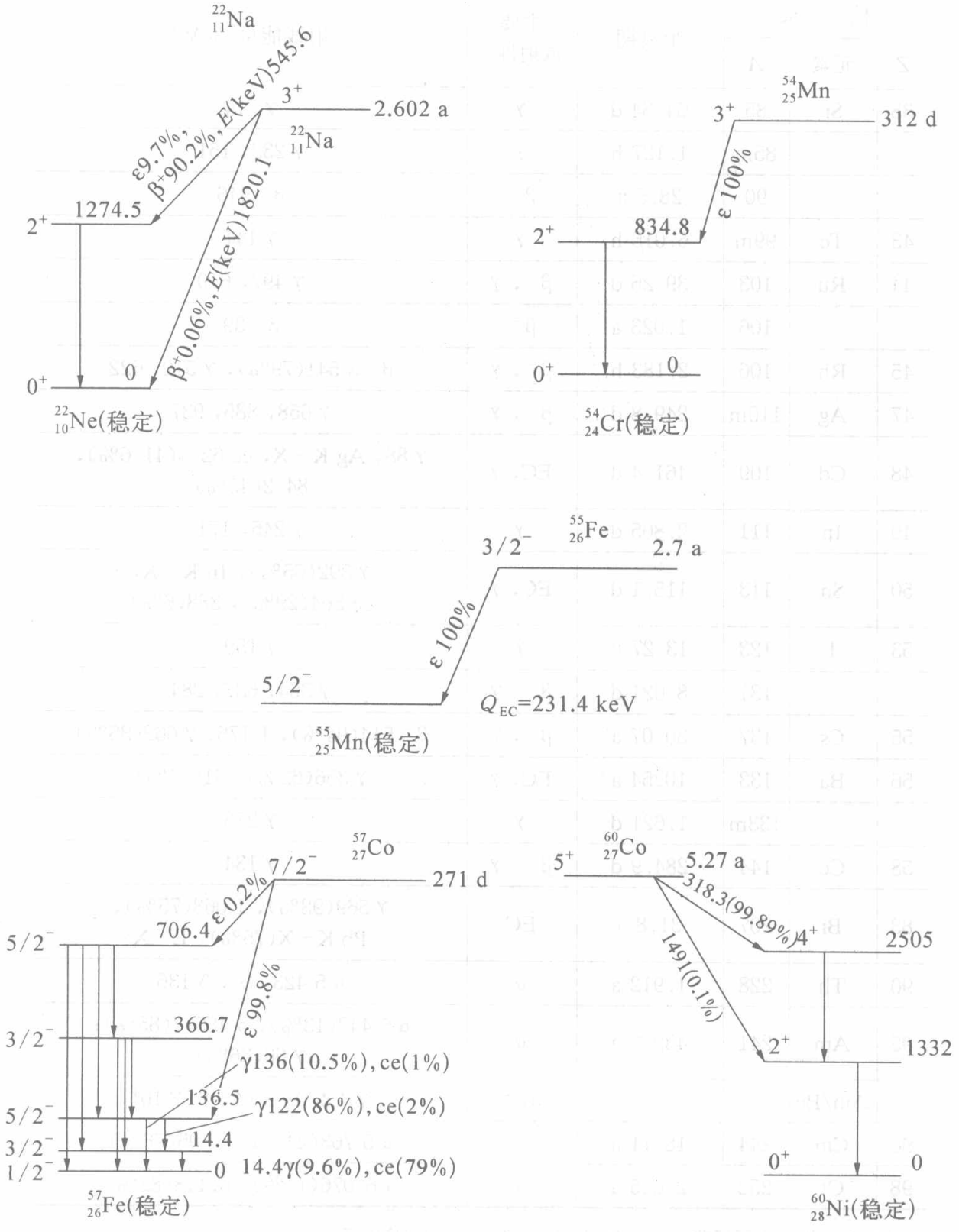
核素			半衰期	主要放射性*	射线能量[keV]
Z	元素	A			
1	H	3	12.32 a	β^-	β^- 18.6
6	C	14	5 700 a	β^-	β^- 156.5
9	F	18	1.829 h	γ	γ 511
11	Na	22	2.602 a	β^+, γ	β^+ 545.6, 1 820.1; γ 511, 1 275
		24	14.96 h	β^-, γ	γ 1 369, 2 754
15	P	32	14.26 d	β^-	β^- 1 710.4
		33	25.34 d	β^-	β^- 249
19	K	40	1.265×10^9 a	β^-, γ	β^- 1 311; γ 1 461
24	Cr	51	27.7 d	γ	γ 320
25	Mn	54	0.885 a	EC	γ 835(100%), Cr K-X 射线
		56	2.579 h	β^-, γ	γ 847, 1 811, 2 113
26	Fe	55	2.737 a	EC	Mn-K 射线: 5.9(24%), 6.5(3%)
		59	44.5 d	β^-, γ	γ 1 099, 1 292
27	Co	57	271.7 d	EC, γ	γ 14(9%) 122(86%), 136, Fe K-X
		60	5.271 a	β^-, γ	β^- 318; γ 1 332 (100%), 1 173(100%)
29	Cu	64	12.7 h	β^-, β^+, γ	β^+ 652.9(18%); β^- 578(37%); γ 511
31	Ga	66	9.49 h	γ	γ 511, 1 039, 2 752
		67	3.261 d	γ	γ 93, 185, 300
		68	1.127 h	γ, β^+, EC	γ 511, 1 077(3%); β^+ 1 899
32	Ge	68	270.8 d	EC	Ga K-X(44%)
34	Se	75	119.8 d	γ	γ 265, 136, 280

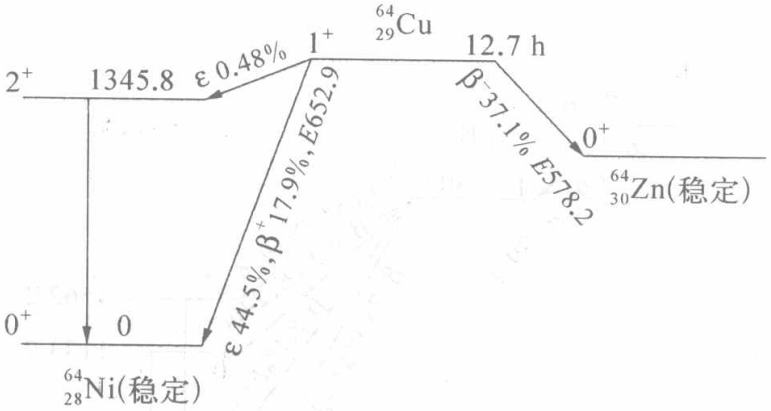
续表

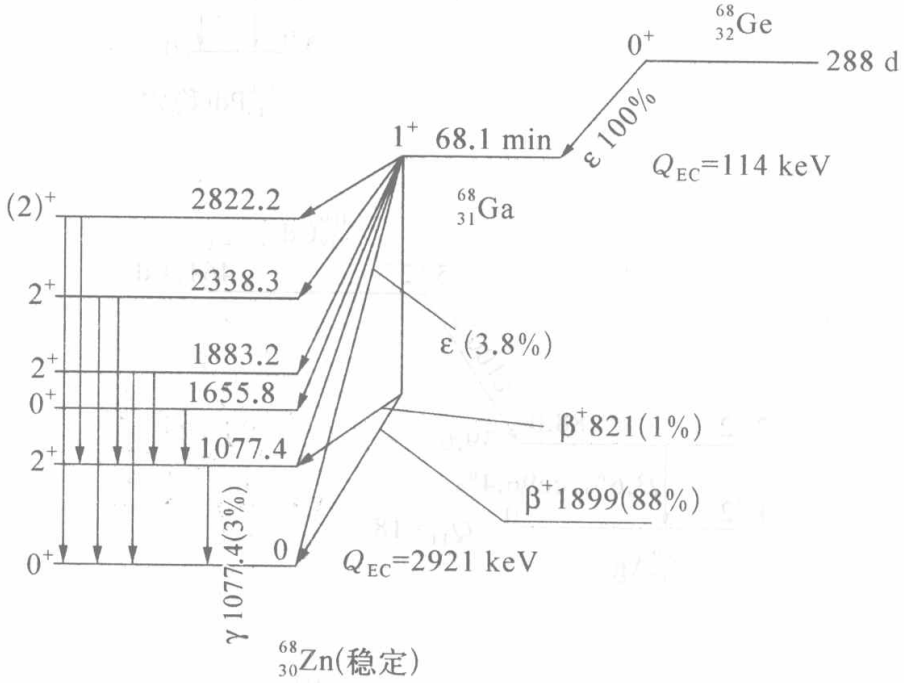
核素			半衰期	主要放射性*	射线能量[keV]
Z	元素	A			
38	Sr	85	64.84 d	γ	γ 514
		85m	1.127 h	γ	γ 232，151
		90	28.5 a	β^-	β^- 546
43	Tc	99m	6.015 h	γ	γ 141
44	Ru	103	39.26 d	β^-，γ	γ 497，610
		106	1.023 a	β^-	β^- 39
45	Rh	106	2.183 h	β^-，γ	β^- 3 541(79%)，γ 512，622
47	Ag	110m	249.8 d	β^-，γ	γ 658，885，937
48	Cd	109	461.4 d	EC，γ	γ 88，Ag K－X，ce 62.5(41.6%)，84.2(45%)
49	In	111	2.805 d	γ	γ 245，171
50	Sn	113	115.1 d	EC，γ	γ 392(65%)，In K－X，ce 364(29%)，388(6%)
53	I	123	13.27 h	γ	γ 159
		131	8.021 d	β^-，γ	γ 364，637，284
55	Cs	137	30.07 a	β^-，γ	β^- 514(94%)，1 176；γ 662(85%)
56	Ba	133	10.54 a	EC，γ	γ 356(62%)，81(34%)
		133m	1.621 d	γ	γ 276
58	Ce	144	284.9 d	β^-，γ	γ 134
83	Bi	207	31.8 a	EC	γ 569(98%)，1 063(75%)，Pb K－X(75%)，L－X
90	Th	228	1.912 a	α	α 5 423，…，5 136
95	Am	241	432.2 a	α	α 5 443(13%)，5 485.7(85%)；γ 60(36%)
	Am/Be			n，γ	γ 4 430；n $(4\sim8)\times10^3$
96	Cm	244	18.11 a	α	α 5 763(24%)，5 805(76%)
98	Cf	252	2.645 a	α	α 6.076(15%)，6.118(82%)

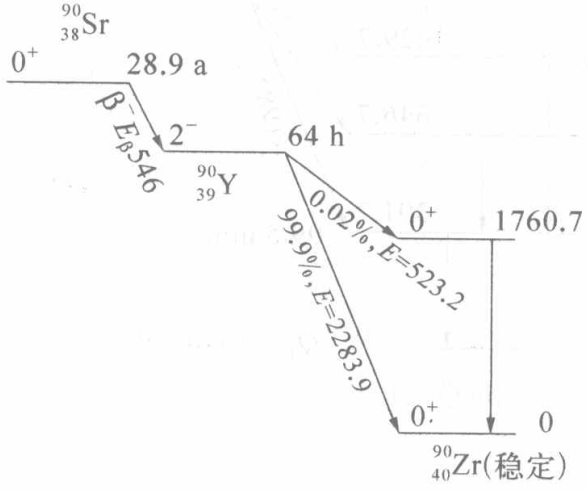
注：EC 或 ε：电子俘获；h：小时；d：天；a：年；ce：内转换电子。

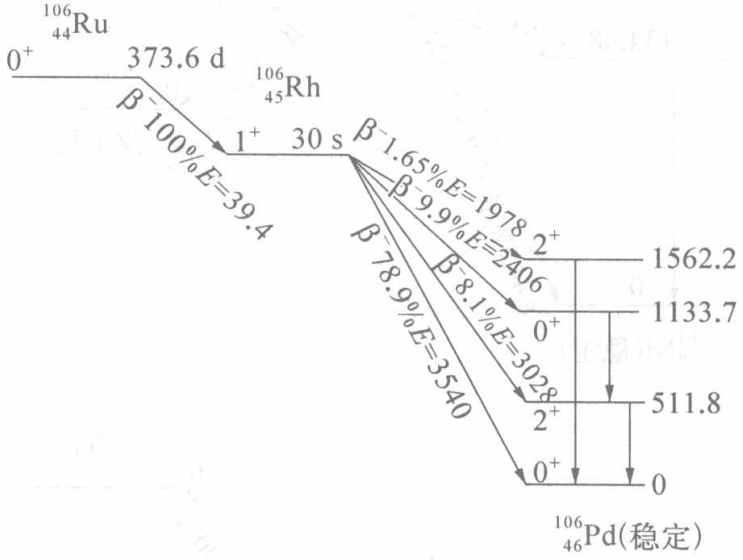
一些核素的衰变纲图：

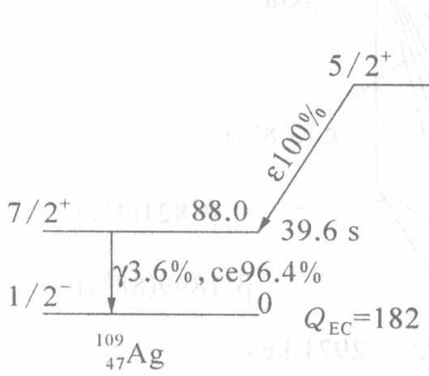

$^{22}_{11}$Na
3+
2.602 a
ε9.7%, β+90.2%, E(keV)545.6
$^{22}_{11}$Na
β+0.06%, E(keV)1820.1
2+
1274.5
0+
0
$^{22}_{10}$Ne(稳定)
$^{54}_{25}$Mn
3+
312 d
ε 100%
2+
834.8
0+
0
$^{54}_{24}$Cr(稳定)
$^{55}_{26}$Fe
3/2−
2.7 a
ε 100%
5/2−
Q_{EC}=231.4 keV
$^{55}_{25}$Mn(稳定)
$^{57}_{27}$Co
7/2−
271 d
ε 0.2%
706.4
5/2−
ε 99.8%
366.7
3/2−
γ136(10.5%), ce(1%)
136.5
5/2−
γ122(86%), ce(2%)
14.4
3/2−
1/2−
0
14.4γ(9.6%), ce(79%)
$^{57}_{26}$Fe(稳定)
$^{60}_{27}$Co
5+
5.27 a
318.3(99.89%)
4+
2505
1491(0.1%)
2+
1332
0+
0
$^{60}_{28}$Ni(稳定)

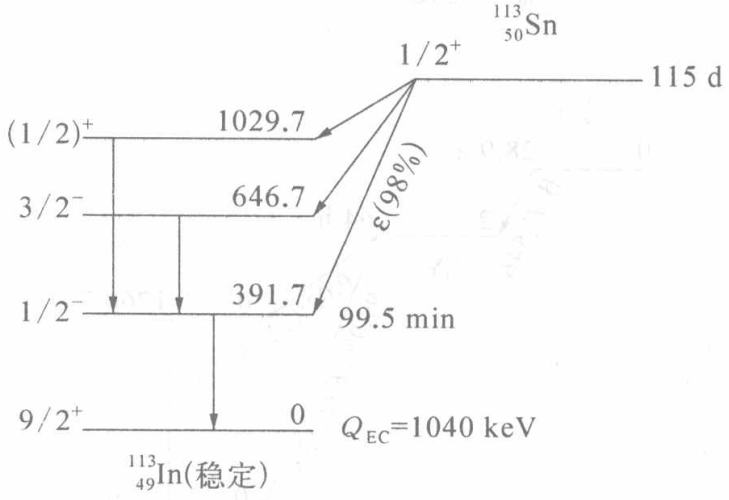

$^{64}_{29}$Cu
1+
12.7 h
ε 0.48%
2+
1345.8
β⁻37.1% E578.2
0+
$^{64}_{30}$Zn(稳定)
ε 44.5%, β⁺17.9%, E652.9
0+
0
$^{64}_{28}$Ni(稳定)

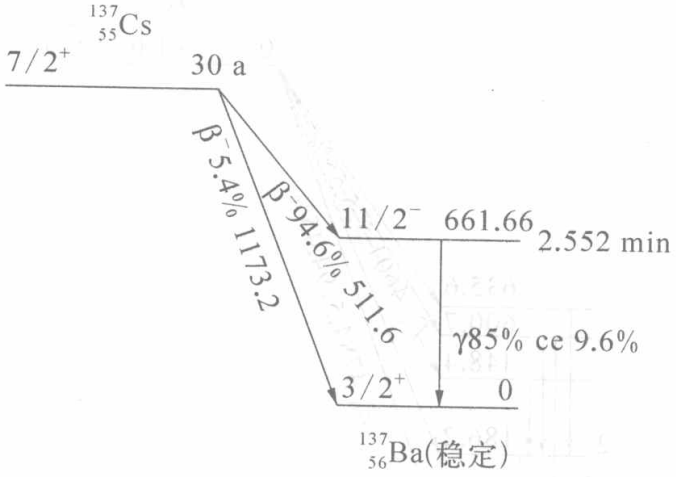

$^{68}_{32}$Ge
0+
288 d
ε 100%
1+ 68.1 min
Q_{EC}=114 keV
$^{68}_{31}$Ga
(2)+
2822.2
2+
2338.3
2+
1883.2
0+
1655.8
2+
1077.4
ε (3.8%)
β⁺821(1%)
β⁺1899(88%)
0+
0
Q_{EC}=2921 keV
γ 1077.4(3%)
$^{68}_{30}$Zn(稳定)

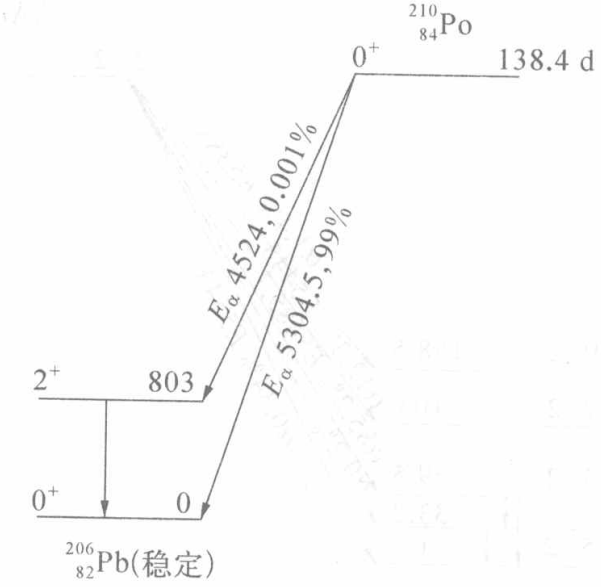

$^{90}_{38}$Sr
0+
28.9 a
β⁻ Eβ546
2⁻
64 h
$^{90}_{39}$Y
0.02%, E=523.2
0+
1760.7
99.9%, E=2283.9
0+
0
$^{90}_{40}$Zr(稳定)

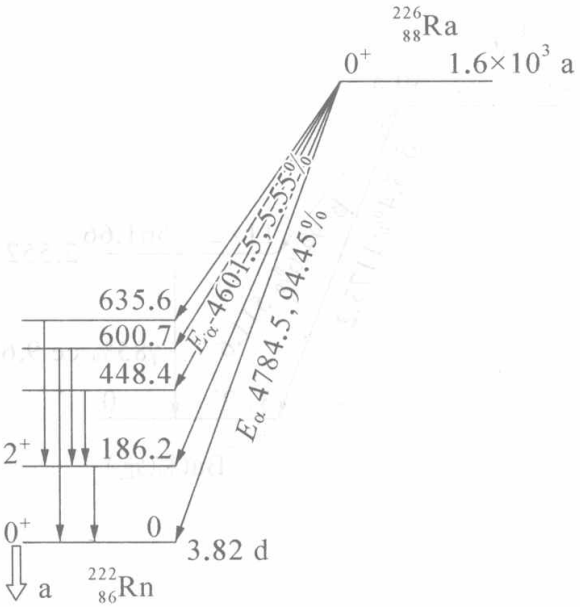

106 44Ru
0+
373.6 d
106 45Rh
β⁻100%E=39.4
1+
30 s
β⁻1.65%E=1978
β⁻9.9%E=2406
β⁻8.1%E=3028
β⁻78.9%E=3540
2+
1562.2
0+
1133.7
2+
511.8
0+
0
106 46Pd(稳定)

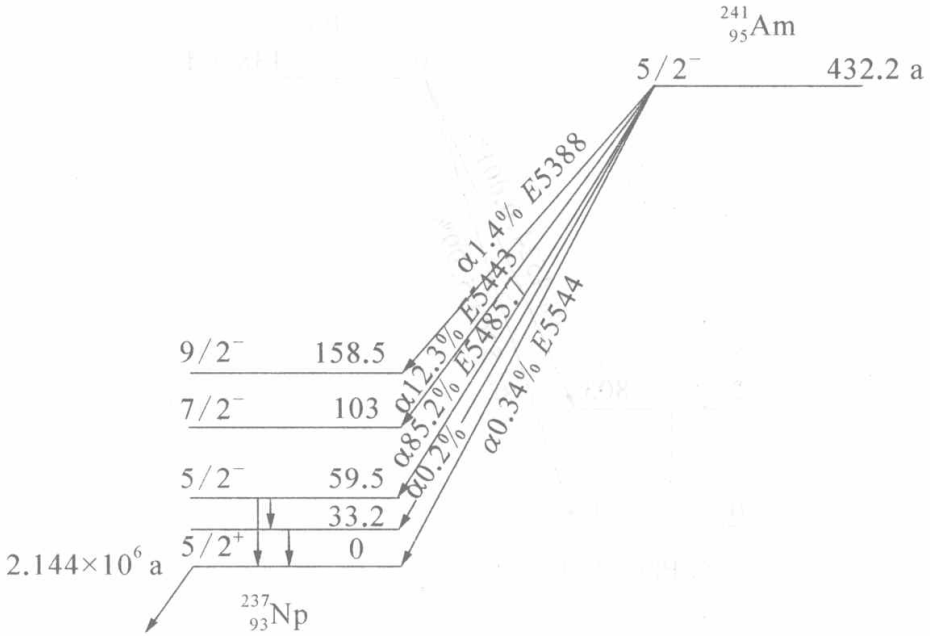

109 48Cd
5/2+
461.4 d
ε100%
7/2+
88.0
39.6 s
γ3.6%, ce96.4%
1/2−
0
QEC=182
109 47Ag


113 50Sn
1/2+
115 d
(1/2)+
1029.7
3/2−
646.7
ε(98%)
1/2−
391.7
99.5 min
9/2+
0
QEC=1040 keV
113 49In(稳定)


$^{137}_{55}$Cs
7/2+
30 a
β⁻5.4% 1173.2
β⁻94.6% 511.6
11/2⁻ 661.66
2.552 min
γ85% ce 9.6%
3/2+
0
$^{137}_{56}$Ba(稳定)


$^{210}_{84}$Po
0+
138.4 d
E_α 4524, 0.001%
E_α 5304.5, 99%
2+
803
0+
0
$^{206}_{82}$Pb(稳定)


226 88 Ra
0+
1.6×10^3 a
635.6
600.7
448.4
2+
186.2
0+
0
3.82 d
a
222 86 Rn
Eα 4601.5, 5.55%
Eα 4784.5, 94.45%


241 95 Am
5/2−
432.2 a
α1.4% E5388
α12.3% E5443
α85.2% E5485.7
α0.2%
α0.34% E5544
9/2−
158.5
7/2−
103
5/2−
59.5
33.2
5/2+
0
2.144×10^6 a
237 93 Np

责任编辑／陈玖英
封面设计／黄　彦

中国科学技术大学精品教材
“十一五”国家重点图书

粒子探测技术

定价：45.00 元

ISBN 978-7-312-02299-9
9 787312 022999 >

上架建议：原子能技术类