

放射物理和辐射剂量学导论

Introduction to Radiological Physics and
Radiation Dosimetry

(美) Frank Herbert Attix 著

雷家荣 崔高显 译

中国原子能出版社

WILEY

013060405

R81
08

放射物理和辐射剂量学导论

Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry

(美) Frank Herbert Attix 著
雷家荣 崔高显 译



中国原子能出版社



北航

C1667740

R81

08

013080402

图字:01-2013-3124

图书在版编目(CIP)数据

放射物理和辐射剂量学导论 = Introduction to radiological physics and radiation dosimetry / (美)阿蒂克斯著;雷家荣,崔高显译. —北京:中国原子能出版社,2013.5

ISBN 978-7-5022-5898-6

I. ①放… II. ①阿… ②雷… ③崔… III. ①放射医学—物理学—研究②辐射剂量学—研究 IV. ①

R811.1②R144.1

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2013)第 080936 号

© 1986 by John Wiley & Sons, Inc.

© 2004 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim (美)

ISBN-13: 978-0-471-01146-0

All rights reserved. Authorised translation from the English language edition published by John Wiley & Sons, Limited. Responsibility for the accuracy of the translation rests solely with China Atomic Energy Publishing & Media Company Limited and is not the responsibility of John Wiley & Sons Limited. No part of this book may be reproduced in any form without the written permission of the original copyrights holder, John Wiley & Sons Limited.

放射物理和辐射剂量学导论

出版发行 中国原子能出版社(北京市海淀区阜成路 43 号 100048)

责任编辑 肖萍

技术编辑 冯莲凤

责任印制 潘玉玲

印刷 保定市中画美凯印刷有限公司

经销 全国新华书店

开本 787 mm×1092 mm 1/16

印张 32.5 字数 811 千字

版次 2013 年 5 月第 1 版 2013 年 5 月第 1 次印刷

书号 ISBN 978-7-5022-5898-6 定价 70.00 元

网址: <http://www.aep.com.cn>

E-mail: atomep123@126.com

发行电话: 010-68452845

版权所有 侵权必究

本书谨敬献给我的父母 Sheldon Attix 和 Alma Katherine Attix, 并献给我的妻子 Shirley Adeline Attix、我的孩子 Shirley Anne 和 Richard Haven 及世界各地放射物理学专业的学子们。

前 言

我们试图把这本书作为供大学毕业生或高年级大学生阅读的导论性教程。在威斯康星大学,本书属三个学分的课程:医学物理学 501、放射物理学和剂量学(它由大约 45 个学术讲座和 15 个课题讨论会组成,每次讨论会长 50 分钟)。通过大家在一起轻松的活动和在另外的时间计划安排的考试,书中的技术资料可以满足一学期的课时。章节的内容作了精心设计,授课由第 1 章一直到第 16 章顺次进行。

写这本书基于这样的假定,即:学生以前已学过积分学和原子物理或近代物理。这样:凡是需要之处便可以应用积分而不用其他可勉强代用的东西,而且,本书也没加设旨在复习原子结构和基本粒子知识的导论性的章节。如果需要,可以阅读例如 John 和 Cunningham 的书“The Physics of Radiology”(第 3 版或第 4 版)的第一章以对相关知识作补救性的复习。

本课本在处理方法上既实用又经典,但不一定非要按基本原理建立方程式不可,Anderson(1984)在他的力著“Absorption of Ionizing Radiation”中常常是这样做的。遗漏的细节及与相互作用过程相关的公式推导可以在那里找到,或在最近由 Krieger 出版的 Robley Erans 的无与伦比的经典之著“The Atomic Nucleus”中找到。

在写这本书时,一个有争议的问题是如何界定它的范围,以使它既能与一个学期中所教授的系统连贯的课程适配,又不至于扩展到不切实际的乃至不能出版的长度。作为课本,为了使用方便起见,它必须集成一单卷册,因为,它不企图成为一本像 Attix、Roesch 和 Tochilin 所出版的三卷套的“辐射剂量学”(“Radiation Dosimetry”第 2 版)那样的广泛综合包罗万象的参考书。尽管在某些教程中,论文是从教科书的目的要求而集,但它从不意味着与一篇参考文献有什么区别。在界定本教科书的范围时,下面的课题领域大多略去,这些课题在 University of Wisconsin Department of Medical Physics(威斯康星大学医学物理系)是作为单独的教程而讲授的,被略去的课题领域有:辐射治疗物理学、核医学、放射诊断物理学、保健物理(辐射防护)和放射生物学。对于这些课程,采用其他的教科书。产生辐射的设备装置在关于辐射治疗和诊断物理方面的教程中有叙述,因为,这样的设备结构是专门针对其应用而设计的。

从放射物理学衍生出了具有广泛意义的辐射剂量学,本书所涉及的放射物理学的发展过程与其说是历史发展过程,不如说是其逻辑发展过程。完美无缺的事情从来都是不存在的——结果总是基于过时的技术资料,对于到现在尚且无知的事实,结果从来不会提前获得。然而目前的章节顺序安排是由几年的尝试性的甚至是错误的课堂试验演化而来,而且行之有效。

下面的几个特点值得一提:

广泛地采用了 SI(国际制)单位,但不是全部采用 SI 单位。在某些场合,旧单位会提供一些方便,而且在任何情况下,它们都将不会从人们的记忆中消失。拉德、雷姆、伦琴、居里和尔格都将在现有的文献中永久地保留下来,所以大家有必要熟悉它们。况且,当自然界形成了一种物体,对这个物体,譬如说以厘米或克为单位时,得到的量测数据大小非常适宜,我们自己就没有理由摒弃像厘米或克这样的单位。我认为,单位应为我们服务而不是与此相反。照 ICRU(国际辐射单位与测量委员会)来看,ICRU 的建议应被用作放射单位的根本基础。然而,一些辅助量(例如碰撞比释动能、转移的能量和转移的净能量)是在放射物理学的发展过程中需要时才定义的。

对诸如辐射平衡、带电粒子平衡、瞬时带电粒子平衡、宽束减弱、互易定理(它可扩展到均匀的但不是各向同性的场)及 Kramers(克雷默斯)X 射线谱的精确演算等几个重要的概念作了更为清晰的解释或作了详细的阐述。

把中子剂量学归并到最后一章或许是很随意的,很少有章节逻辑上做合理安排上的考虑。最初,这本教程分为两部分来教授,关于辐射治疗物理,仅前半部分是不预先具备的。由于时间的限制和讲授内容轻重缓急方面的考量,决定有关中子的一切问题推迟到后半部分。现在,本教程(和教科书)将两部分合并为一,上述理由已不复存在,但中子的那章仍然放在最后的第 16 章,这是因为,所有的计数式探测器被论述之后,再论及中子似乎最为适当。此外,中子剂量学为引进微剂量学提供了适当的基础,而微剂量学在描述中子和 n- γ 混合场的特征中会派上其重要用场。

附录中的数据表作了拓宽,以致人们希望在一本导论性教科书中碰到的数据在附录中都能查找到。所有章节的参考文献都一并集于书的后面,以避免因重叠而致的冗长,因为,某些参考文献在不同的章节中会被反复地引用,文章的标题也包括进去。内容广泛而全面的目录表和索引表使读者能很容易地找到题材在书中的位置。

敬告属本书读者之列的作者们:本书动笔始于 1977 年,1986 年完成,它开始不过是一本课堂教学草稿,把它发给学生作为别的教科书的补充资料。这些草稿经反复修改,把那些以学生为阅读对象的内容保留下来,把那些不适于学生阅读的内容作了变动,逐渐演变成本书的章节。这些工作不是什么人都能在短期内完成的。

这本书最初的插图是由 F. Orlando Canto、Kathryn A. Mesherry 和 Colleen A 绘制的,本科室人员 A. Schutz 也给予了很大的帮助,在此我对他们深表谢意。我也对允许我使用其拷贝设备的威斯康星大学医学物理系致以真挚谢意。

最后,我愿在此对我的妻子 Shirley 表示感谢,没有她奉献的协作和热情,这本书的整理工作是不能完成的。在还没有一个合用的文字处理系统以前的一段时间内,她不仅做了全部枯燥无味的打印工作,而且,对于我把看上去简直是无休止的时间都消耗在这本书的加工处理上这种情况从未显露任何的抱怨。

HERB ATTIX
Madison, Wisconsin

1986. 8

目 录

第 1 章 电离辐射	(1)
§ 1.1 引言	(1)
§ 1.2 电离辐射的类型和源	(1)
§ 1.3 致电离辐射场的描述	(4)
第 2 章 描述致电离辐射与物质相互作用的量	(15)
§ 2.1 引言	(15)
§ 2.2 比释动能	(15)
§ 2.3 吸收剂量	(20)
§ 2.4 授予的能量、转移的能量和转移的净能量的相互比较的几个例子	(21)
§ 2.5 照射量	(22)
§ 2.6 在辐射防护中使用的量和单位	(26)
第 3 章 指数减弱	(30)
§ 3.1 引言	(30)
§ 3.2 简单的指数减弱	(30)
§ 3.3 两个以上的吸收模式的指数减弱	(31)
§ 3.4 非带电射线的窄束减弱	(33)
§ 3.5 非带电射线的宽束减弱	(34)
§ 3.6 某些宽束的几何条件	(36)
§ 3.7 谱的影响	(40)
§ 3.8 积累因子	(41)
§ 3.9 互易定理	(44)
第 4 章 带电粒子平衡和辐射平衡	(48)
§ 4.1 引言	(48)
§ 4.2 辐射平衡	(48)
§ 4.3 带电粒子平衡	(51)
§ 4.4 在测量照射量时的 CPE	(54)
§ 4.5 将 X 和 γ 射线的吸收剂量和照射量关联起来	(55)
§ 4.6 间接致电离辐射场 CPE 失效的原因	(55)

§ 4.7	瞬时带电粒子平衡(TCPE)	(58)
第 5 章	在放射性介质中的吸收剂量	(62)
§ 5.1	引言	(62)
§ 5.2	放射性衰变过程	(66)
第 6 章	放射性衰变	(77)
§ 6.1	总的衰变常数	(77)
§ 6.2	部分衰变常数	(77)
§ 6.3	活度的单位	(78)
§ 6.4	平均寿命和半寿命	(79)
§ 6.5	放射性的母体-子体的相互关系	(80)
§ 6.6	母体-子体活度方面的平衡	(81)
§ 6.7	子体产物的分离	(87)
§ 6.8	核相互作用所致的放射性活化	(88)
§ 6.9	照射量率常数	(89)
第 7 章	γ 和 X 射线与物质的相互作用	(96)
§ 7.1	引言	(96)
§ 7.2	康普顿效应	(97)
§ 7.3	光电效应	(106)
§ 7.4	(电子)对生成	(112)
§ 7.5	瑞利(相干)散射	(116)
§ 7.6	光核相互作用	(117)
§ 7.7	衰减、能量转移和能量吸收的总的系数	(118)
第 8 章	带电粒子和物质的相互作用	(123)
§ 8.1	引言	(123)
§ 8.2	带电粒子库仑力相互作用的类型	(123)
§ 8.3	阻止本领	(127)
§ 8.4	射程	(139)
§ 8.5	吸收剂量的计算	(144)
第 9 章	X 射线的产生和品质	(157)
§ 9.1	引言	(157)
§ 9.2	X 射线的产生和能谱	(157)
§ 9.3	X 射线的过滤和射束品质	(168)
第 10 章	空腔理论	(178)
§ 10.1	布拉格-格雷理论(Bragg-Gray theory)	(178)
§ 10.2	布拉格-格雷理论的推论	(181)
§ 10.3	斯彭瑟的布拉格-格雷理论	(182)

§ 10.4	对阻止本领求平均值	(184)
§ 10.5	斯彭瑟的空腔理论	(186)
§ 10.6	Burlin 空腔理论	(191)
§ 10.7	Fano 定理	(196)
§ 10.8	其他的空腔理论	(197)
§ 10.9	在 γ 照射的情况下两种不同介质交界面附近的剂量	(199)
第 11 章	剂量学的基本原理	(203)
§ 11.1	引言	(203)
§ 11.2	解释剂量计测量结果的一般准则	(204)
§ 11.3	剂量计的一般特征	(212)
第 12 章	电离室	(224)
§ 12.1	引言	(224)
§ 12.2	自由空气电离室	(224)
§ 12.3	空腔电离室	(233)
§ 12.4	电荷和电流的测量	(242)
§ 12.5	电离室的饱和和离子复合	(254)
§ 12.6	电离, 激发和 W	(261)
第 13 章	用空腔电离室对光子和电子束作剂量测量和标定	(267)
§ 13.1	引言	(267)
§ 13.2	绝对空腔电离室	(267)
§ 13.3	利用 X 射线或 γ 射线标定电离室	(268)
§ 13.4	用经照射量标定了的电离室来标定光子束	(275)
§ 13.5	用 N_{gas} 方法标定体模中的光子束	(291)
§ 13.6	体模中的电子束的标定	(293)
第 14 章	积分式剂量计	(306)
§ 14.1	热释光剂量学	(306)
§ 14.2	感光胶片剂量学	(317)
§ 14.3	化学剂量学	(322)
§ 14.4	量热剂量学	(328)
第 15 章	用脉冲式探测器测量剂量	(338)
§ 15.1	引言	(338)
§ 15.2	盖革-米勒计数器和正比计数器	(338)
§ 15.3	闪烁剂量学	(347)
§ 15.4	用于剂量测量的半导体探测器	(353)
第 16 章	中子的相互作用和剂量学	(358)
§ 16.1	引言	(358)

§ 16.2	中子的动能	(358)
§ 16.3	中子和组织的相互作用	(359)
§ 16.4	中子源	(362)
§ 16.5	中子的品质因子	(365)
§ 16.6	在表征人体的圆柱形体模中的吸收剂量的计算	(366)
§ 16.7	$n+\gamma$ 混合场的剂量测定	(368)
§ 16.8	微剂量学	(389)
参考文献		(393)
附录 A		(415)
附录 B		(416)
附录 C		(421)
附录 D		(428)
附录 E		(445)
附录 F		(493)

相互作用的物理学是完全不同的,本书不涉及。

1. γ 射线

由核发生的或物质和反物质间的湮灭反应中产生的电磁辐射。任何电磁辐射光子的量子能量可由下式给出(以 keV 为单位来表示):

$$E_{\gamma} = \frac{1.2398 \text{ keV} \cdot \text{nm}}{\lambda} \quad (1.1)$$

请注意,如果波长以 \AA (埃)为单位,则 $1 \text{ \AA}(\text{埃}) = 10^{-10} \text{ m}$, 普朗克常量为:

$$h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} = 4.136 \times 10^{-18} \text{ keV} \cdot \text{s}$$

(注意: $1.6022 \times 10^{-16} \text{ J} = 1 \text{ keV}$), 而光在真空中的速度为:

$$c = 2.998 \times 10^8 \text{ m/s} = 2.998 \times 10^{18} \text{ \AA/s} = 2.998 \times 10^{17} \text{ nm/s}$$

由公式(1.1),显然波长为 0.1 nm 的光子的量子能量为 12.4 keV (在 $1/6000$ 之内)。

由放射性原子所发出的光子能量的实际范围从 2.6 keV (由 $^{37}_{18}\text{Ar}$ 的电子俘获过程发出的 K_{α} 特征 X 射线的能量)扩展到 7.1 MeV ($^{15}_7\text{N}$ 发出的 γ 射线的能量)。

2. X 射线

在原子能级发生变化时,由带电粒子(通常是电子)发出的电磁辐射(被称为特征 X 射线或荧光 X 射线)或带电粒子在库仑力场中慢化时所辐射出的电磁辐射(连续的 X 射线或韧致辐射 X 射线)。注意:具有给定量子能量的 X 射线和 γ 射线光子有相同的性质,不同之处仅是其起源的模式。过去的教科书有时把所有能量较低的光子称作 X 射线而把能量较高的光子称作 γ 射线,但是,这种按能量作区分的理念现已过时。

现在, X 射线的能量范围是借助于其激发电压的大小来划分的,各个能量范围的 X 射线称谓如下:

- | | |
|-------------|--|
| 0.1~20 kV | 低能或“软”X 射线,或“跨界射线”(low energy or soft X rays, or grenz rays) |
| 20~120 kV | (医学)诊断范围的 X 射线(diagnostic range X rays) |
| 120~300 kV | 中等电压 X 射线(orthovoltage X rays) |
| 300 kV~1 MV | 中能 X 射线(intermediate-energy X rays) |
| 1 MV 以上 | 兆伏级 X 射线(megavoltage X rays) |

3. 快电子

如果是正电荷,则它们被称为正电子。如果它们是从核里发出来的,则通常被称为 β 射线(正的或负的)。如果它们源于带电粒子碰撞过程,则被称为“ δ 射线”。能量高达 12 MeV 的强连续电子束可由范德格拉夫加速器(Van de Graaff generators)获得。而非常高能量的脉冲电子束可由直线加速器(linear accelerator, linac)、电子感应加速器(betatron)和电子回旋加速器(microtron)获得。Johns 及 Cunningham(1974)和 Hendee(1970)对医学应用中遇到的这样一些加速器作了描述。

4. 重带电粒子

通常通过范德格拉夫加速器、回旋加速器(cyclotron)或重粒子直线加速器中的库仑力场加速而得到。 α 粒子亦可由某些放射性核发出,重粒子的类型包括:

- 质子——氢原子核。

- 氘——重氢的核,由一个质子一个中子组成(两者靠核力而被束缚在一起)。
- 氚——由一个质子和两个中子组成(同样靠核力裹在一起)。
- α 粒子——氦原子核,即由两个质子和两个中子所组成。 ^3He 粒子则少一个中子。
- 其他的由较重的原子的核组成的重带电粒子,那些原子的外层电子或者被全部剥离掉,或者在一些情况下,还留下一些电子,只是留下来的电子数目与维系一个中性原子所必需的电子数不同而已。
- π 介子——由于快电子或质子与靶核相互作用而产生的负的 π 介子。

5. 中子

由核反应[例如(p,n)反应]或裂变而得到的中性粒子(因为它们本身不可能靠静电加速)。

在电离辐射的应用中,最常遇到的粒子动能或光子能量的范围可由 10 keV 扩展到 10 MeV,关于它们与物质相互作用的相关数据表都趋向于把重点放在该能量范围。同样,涉及放射物理学的大量文献也都把它的注意力首先放在这个有限的但却实用的能量范围上。然而,近来,辐射临床治疗所用的射线已扩展到能量高至约 50 MeV 的电子和 X 射线(为了得到更好的空间分布和/或为得到更直接的细胞杀伤作用而对氧的依赖性又很小);而且对于能量高至 70 MeV 的中子,能量高至 100 MeV 的 π 介子,能量高至 200 MeV 的质子,能量高至 10^3 MeV 的 α 粒子及能量甚至高达 10 GeV 的更重的带电粒子正在进行这方面的研究。从放射物理的角度看,能量低于 1 keV 的电子和光子也有实验意义。

国际辐射单位与测量委员会(International Commission on Radiation Units and Measurements,1971)推荐了与电离辐射有关的一些术语,这些术语强调了带电辐射及非带电辐射与物质相互作用之间的显著区别。

(1) 直接致电离辐射:快速带电粒子。这种粒子沿着粒子径迹通过许多小的库仑力相互作用将其能量传递给物质。

(2) 间接致电离辐射:X 或 γ 射线光子或中子(即非带电粒子)。这种光子或中子在少数几次相对来说较强的相互作用中先把其能量转移给它们所通过的物质中的带电粒子,然后,所产生的快速带电粒子再按上面的方式将能量传递给物质。

由此可以看出,间接致电离辐射在物质中能量的沉积是一个两步骤过程(two-step process),在阐述放射生物物理的一些理念时,这个事实的重要性将日趋明显。

之所以这样强烈地关切致电离辐射,以至涉及这些辐射及其与物质的相互作用的问题已演化为一范围广阔的学科,是因为唯有这种相互作用才具有能对被照射物质发生影响的效应。放射生物学系统(例如人体)对致电离辐射所致的损伤特别敏感,以至辐射能以相对而言无足轻重的量(1~4 J/kg)消耗于人体就可能死亡——尽管这么多的能量可能只将人体温度总共升高约 0.001 $^{\circ}\text{C}$ 。无疑地,电离辐射将其能量给予单个原子、分子和生物细胞的能力对损伤效果有深远的影响。由此而引起的局部的高的吸收能量密集度可以或者直接杀死细胞,或者通过在水介质中形成高反应性的化学物种(像自由基^①)而构成大块的生物学物质。电离辐射也可以在有机化合物中通过破坏分子键或在结晶材料中通过在晶格点

① 自由基是一个原子或化合物,在这种原子或化合物中有一个不成对的电子(像 $\cdot\text{H}$ 或 CH_3)。

阵结构中引起缺陷,而使这些有机化合物或结晶材料产生显著的变化,这种变化或者是希望发生的或者是有害的。甚至建筑上所用的钢材也会由于受到足够大数目的快中子的损伤而脆化,在机械压力之下可能断裂。

然而,论述这样的辐射效应的细节超出了本书界定的范围。在此,我们将把力量集中于相互作用的基本物理和为测量及描述(介质)所吸收的能量的方法上,这些方法在电离辐射的各种应用中是有用处的。

§ 1.3 致电离辐射场的描述

§ 1.3.1 辐射的随机性质的后果

假定我们考虑电离辐射场中的一点 P ,并且问一下:“每单位时间有多少个射线(即多少个光子或中子)轰击到 P 点上?”,回答当然是“零”,因为一个点没有辐射线可以与之相碰撞的截面面积,因此,在描述 P 点的场时,第一步是先与包括 P 点在内的某非零值体积联系起来。最简单的这样的体积应该是以 P 点为中心的一个球,如图 1.1 所示,球有一个优点,它对所有方向入射的射线都呈现相同的靶截面面积。下一个问题是这个假想的球应该为多大。就辐射场而论,这取决于我们想要定义的物理量是随机的还是非随机的。

一个随机量有下面的特点^①:

(1) 它的值是随机出现的,因此是不可预见的。然而,任何特定值的出现概率可以由概率分布来确定。

(2) 它仅是针对有限(即非无限小)的区域范围定义的。它的值随空间和时间的变化是不连续的,因而谈论其(空间)梯度或(时间)变化率是毫无意义的。

(3) 原则上,它的值全部能够测得,测值误差可以任意地小。

(4) 一个随机量的期望值 N_e 为其测量值 N 的平均值 \bar{N} ——当观测次数 n 趋于 ∞ 时。即:当 $n \rightarrow \infty$ 时, $\bar{N} \rightarrow N_e$ 。

另一方面,一个非随机量有下面这些特点:

(1) 对于给定的条件,它的值原则上可以通过计算来预言。

(2) 一般来说,它是一个对无限小体积定义的“点函数”;因此,它是一个空间和时间内连续的可微分的函数,故我们可以论及它的空间梯度和时间变化率。按物理学中通常的习惯做法,一个有合理的微商的宗量总被假定是一个非随机量。

(3) 它的值等于相关的随机量的期望值或以这个期望值为依据(如果存在一个相关的随机量的话)。虽然,一般来说非随机量无须与随机量关联起来,但是,在电离辐射情况下,它们确实是有联系的。

由这些考虑可以看出,如果我们与随机量打交道,围绕着图 1.1 中的 P 点假想的球的体积可以是很小的,但必须是有限的(不能是无限小的)。关于非随机量,它可以为无限小(dV)。在涉及非随机量时,球的大圆面积(da)和所含的质量(dm)以及辐射时间(dt)同样可

① 随机物理量和非随机物理量相比较的进一步的论述可在文献“ICRU(1971)”和“ICRU(1980)”中找到。

以表示成无限小的量。由于描述致电离辐射场及致电离辐射与物质相互作用的最常用且是最实用的量都是非随机量,所以我们将随机量的进一步的论述推迟到后面的第 16 章(除了由随机量引述到非随机量时对随机量作些论述外),第 16 章涉及微剂量学,即:确定在小的但又是有限的体积中(辐射)所消耗的能量。关于生物细胞的辐射损伤,微剂量学是特别有意义的。

通常我们可以假定:一个恒定的辐射场,就单位面积和单位时间内有多少射线达到一给定的点而论,是严格随机的。可以证明(例如:见 Beers, 1953),在重复测量中所观测到的射线数目(假定测量装置有固定不变的探测效率和固定不变的观测时间间隔,而且,辐射场不随时间发生系统的变化)将遵循泊松分布。对于大数事件,泊松分布可由正态(高斯)分布来近似。如果 N_e 为每次测量所探测的射线数目的期望值,则单次随机测值 N 相对于 N_e 的标准偏差(standard deviation)等于:

$$\sigma = \sqrt{N_e} \approx \sqrt{N} \quad (1.2a)$$

因此,相应的百分标准偏差为:

$$S = \frac{100\sigma}{N_e} = \frac{100}{\sqrt{N_e}} \approx \frac{100}{\sqrt{N}} \quad (1.2b)$$

即:如果涨落是由于场本身的随机性质所致,则单次测量结果将有 68.3% 的机会落在期望值 $N_e \pm \sigma$ 的范围内,这里, σ 由公式(1.2a)给出。照此, N 应该有 95.5% 的机会落在 $N_e \pm 2\sigma$ 的范围内,或者有 99.7% 的机会落在 $N_e \pm 3\sigma$ 的范围内。

可以用公式(1.2a 和 1.2b)中的平均值来作为 N_e 的近似值,这是因为, N_e 是未知的,但可以用 n 次测量结果的平均值 \bar{N} 随自己的意愿来紧密地逼近真值,即:当 $n \rightarrow \infty$ 时, $\bar{N} \rightarrow N_e$ 。对于给定的测量次数 n ,知道 \bar{N} 可能会多么紧密地接近 N_e 是很有用的。这个数据资料是用关于 N_e 的平均值 \bar{N} 的标准偏差来传递的:

$$\sigma' = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} = \sqrt{\frac{N_e}{n}} \approx \sqrt{\frac{\bar{N}}{n}} \quad (1.3a)$$

因此,相应的百分标准偏差为:

$$S' = \frac{100\sigma'}{N_e} = \frac{100}{\sqrt{nN_e}} \approx \frac{100}{\sqrt{n\bar{N}}} = \frac{100}{\sqrt{N_T}} \quad (1.3b)$$

式中, $N_T = n\bar{N}$ 为所有 n 次测量合并在一起所探测到的射线的总的数目。 \bar{N} 将有 68.3% 的机会落在 $N_e \pm \sigma'$ 的范围内。注意,在公式(1.3b)中,只要达到一个给定的总计数 N_T (于是 S' 值也就给定了),做多少次(n)测量是没有什么区别的。

前面的关于公式(1.2)和公式(1.3)中的标准偏差的陈述仅以辐射场的随机性质为根据,并不考虑仪器响应的起伏或其他实验上的涨落。这样,我们应该料到,实验上观测到的标准偏差要比公式(1.3a)给出的标准偏差大而绝不可能小些。用一种辐射探测器所得到的任一单次随机测量值 N 的精确度(precision,即接近 N_e 的程度)应由 n 个单次测量的数据由

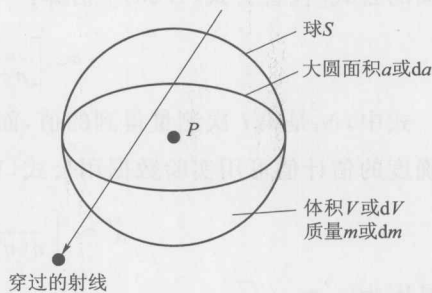


图 1.1 用穿过球面 S 的辐射表征 P 点的辐射场

下面的公式[代替公式(1.2a)]估算:

$$\sigma \approx \left[\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (N_i - \bar{N})^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.4a)$$

式中, N_i 是第 i 次测量得到的值, 而 $\bar{N} = (\sum N_i)/n$ 。同样, n 次测量值的平均值 \bar{N} 的精确度的估计值可用实验数据用公式(1.4b)[代替公式(1.3a)]得到:

$$\sigma' \approx \left[\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (N_i - \bar{N})^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.4b)$$

这是因为, $\sigma' = \sigma/\sqrt{n}$ 。

还应该指出, 测量值的期望值 N_e 不一定是物理上的正确的值。实际上, 如果测量仪器的标定不尽适当合理或有其他方面的倾向性, 测量值的期望值将不是物理上的正确值。当 $n \rightarrow \infty$ 时, N 逼近于期望值, 仅此而已。

下面这个例子可说明公式(1.3a)的意义:

例 1.1 一个有 100% 计数效率的 γ 探测器置于一个恒定的场中, 做 10 次等时间的测量, 每次测量持续时间 $\Delta t = 100$ s (精确地为 100 s)。每次测量所探测到的射线的平均数(计数)为 1.00×10^5 。带有精确度(即标准偏差)表述的计数率的平均值为多少?

在公式(1.3a)中, $N = 1.00 \times 10^5$ 计数, $n = 10$ (10 次测量), 因此:

$$\sigma' \approx \sqrt{\frac{\bar{N}}{n}} = \sqrt{\frac{1 \times 10^5}{10}} = 10^2 \text{ 计数}$$

这样, 计数率为:

$$\frac{\bar{N}}{\Delta t} = \frac{100 \times 10^5 \pm 10^2 \text{ 计数}}{100 \text{ s}} = 1.00 \times 10^3 \pm 1 \text{ c/s (S. D.)}$$

这个标准偏差全部是由于场的随机性质所引起的, 因为, 探测器计数了每一个入射的射线。

§ 1.3.2 用非随机量简单地描述辐射场

1. 注量 (fluence)

参照公式(1.1), 令 N_e 为在一个由任意的起始时间 t_0 到后来的时间 t 这段时间间隔内由轰击到包围 P 点的有限球体的射线数的期望值。如果在 P 点处这个球缩小到无限小, 这时球的大圆面积可写成 da , 于是我们可以把一个称为注量 Φ 的量定义为 N_e 对 da 的微商:

$$\Phi = \frac{dN_e}{da} \quad (1.5)$$

注量通常以 m^{-2} 或 cm^{-2} 为单位。

2. 通量密度 (或注量率) [flux density (or fluence rate)]

对由 $t=t_0$ (这时 $\Phi=0$) 到 $t=t_{\max}$ (这时 $\Phi=\Phi_{\max}$) 这段时间间隔的任何 t 值, Φ 都可以用公式(1.5)来定义。既然这样, 在那段时间间隔的任一时刻, 我们就可以定义 P 点的通量密度或注量率, 注量率定义如下:

$$\varphi = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dN_e}{da} \right) \quad (1.6)$$

式中, $d\Phi$ 是在 t 时刻的无限小的时间间隔内的注量增量, 通量密度的常用单位为

$\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 或 $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

由于通量密度 φ 可以用公式(1.6)对任何的 t 值定义, 因此我们可以定义函数 $\varphi(t)$ 并通过定积分来表示由 t_0 到 t_1 这段时间间隔内 P 点的注量:

$$\Phi(t_0, t_1) = \int_0^{t_1} \varphi(t) dt \quad (1.7)$$

对于不随时间变化的场的情形, $\varphi(t)$ 为常数, 因此, 公式(1.7)便简化为:

$$\Phi(t_0, t_1) = \varphi \cdot (t_1 - t_0) = \varphi \Delta t \quad (1.8)$$

应该注意, φ 和 Φ 表示从所有方向入射的射线数目总和而不管射线的量子能量或动能为多大, 因此, φ 和 Φ 仅给出辐射场的少许的实用资料。而且, 不同类型的射线通常并不归并在一起; 即: 光子和不同类型的带电核子要尽可能分别作测定分别给予说明解释, 因为它们与物质的相互作用机制基本上是不同的。

3. 能注量(energy fluence)

描述辐射场的最简单的而又把单个射线的能量这一宗量考虑进去的量是能注量 Ψ , 对于能注量, 所有射线的能量都要加在一起。

设 R 为在由任意的起始时间 t_0 到后来的时间 t 这段持续时间内轰击到包围 P 点的有限大小的球上的所有 N_e 个射线所携带的总能量(静止质量对应的能量除外)的期望值^①。如果在 P 点的这个球缩小到无限小, 球的大圆面积为 da , 我们便可以定义一个称为能注量 Ψ 的量, Ψ 定义为 R 的微分量除以 da 而得的商:

$$\Psi = \frac{dR}{da} \quad (1.9)$$

它通常以 $\text{J} \cdot \text{m}^{-2}$ 或 $\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2}$ 为单位来表示。

对于仅有单一能量 E 的射线存在的特殊情况, 公式(1.5)和公式(1.9)可用公式(1.9a)关联起来:

$$R = EN_e \quad (1.9a)$$

因此:

$$\Psi = E\Phi \quad (1.9b)$$

单个粒子和光子的能量通常以 MeV 或 keV 为单位来给出, 能量 MeV 或 keV 为一个单电荷粒子在静电场中运动时电位落差为 1 MV 或 1 kV 时所获得的动能。以 MeV 为单位的能量可通过下面的恒等式换算成尔格或焦耳:

$$\begin{aligned} 1 \text{ MeV} &= 1.602 \times 10^{-6} \text{ erg} = 1.602 \times 10^{-13} \text{ J} \\ 1 \text{ erg} &= 10^{-7} \text{ J} = 6.24 \times 10^5 \text{ MeV} \\ 1 \text{ J} &= 6.24 \times 10^{12} \text{ MeV} = 10^7 \text{ erg} \end{aligned} \quad (1.10)$$

4. 能通量密度(或能注量率)[energy flux density(or energy fluence rate)]

对于由 $t=t_0$ (这时, $\Psi=0$) 到 $t=t_{\max}$ (这时 $\Psi=\Psi_{\max}$) 的整个时间间隔内的任何 t 值, Ψ 均可以由公式(1.9)定义, 于是, 在这段时间间隔内的任何时刻, 我们都可以定义 P 点处的能通量密度或能注量率, 能注量率可定义如下:

^① ICRU(1980)称 R 为辐射能, 且把它定义为“发射的(emitted)、转移的(transferred)或接受的(received)粒子能量(静止能量除外)”。

$$\psi = \frac{d\Psi}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dR}{da} \right) \quad (1.11)$$

式中, $d\Psi$ 为在 t 时刻的无限小的时间间隔 dt 内能注量的增量。能通量密度的常用单位为 $\text{J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 或 $\text{erg}^{-2} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

与在推导公式(1.7)和公式(1.8)所持的论点相同,我们可以对 Φ 写出下面的对应的关系式:

$$\Psi(t_0, t_1) = \int_{t_0}^{t_1} \psi(t) dt \quad (1.12)$$

而对于恒定的 $\psi(t)$, 有:

$$\Psi(t_0, t_1) = \psi \cdot (t_1 - t_0) = \psi \Delta t \quad (1.13)$$

对于能量为 E 的单能射线, 可以用一个类似于公式(1.9b)的公式将能通量密度 ψ 和通量密度 φ 联系起来:

$$\psi = E\varphi \quad (1.13a)$$

§ 1.3.3 对能量和入射角度的微分分布

在 § 1.3.2 中提出的那些量在电离辐射的实际应用中是非常有用的, 但对某些实用场合, 尚缺乏足够详尽的细节。大部分的辐射相互作用都依赖射线能量及其类型, 而辐射探测器的灵敏度通常还依赖于打到它上面的射线入射方向。这样, 我们有时需要对辐射场作更为全面的描述。

原则上, 我们可以测量在 P 点处任一时刻的通量密度, 这个通量密度是动能或量子能量 E 及入射的极坐标角度 θ 和 β (见图 1.2) 的函数, 这样, 便得到微分通量密度:

$$\varphi'(\theta, \beta, E) \quad (1.14)$$

微分通量密度通常以 $\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$ 为单位 (sr 为球面度的符号——译者注)。

我们还可以选择用适当单位表示的能注量密度分布或(对于一给定的时间间隔)注量及位置分布来代替通量密度分布。下面的关于通量密度分布的论述也适用于其他的这些量。

由于立体角元为 $d\Omega = \sin\theta d\beta d\theta$ (见图 1.2), 因此可以看出, 单位时间里, 那些还没有打到 P 点的小球前的通过立体角元(在给定的角度 θ, β 方向的立体角)的能量在 E 和 $E + dE$

之间的射线入射到该球的单位大圆面积上的数目可以由公式(1.15)给出:

$$\varphi'(\theta, \beta, E) d\Omega dE \quad (1.15)$$

通常, 以 $\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 或 $\text{cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ 为单位。当然, 对所有角度和能量积分这个量便给出通量密度 φ :

$$\varphi = \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\beta=0}^{2\pi} \int_{E=0}^{E_{\max}} \varphi'(\theta, \beta, E) \sin\theta d\theta d\beta dE \quad (1.16)$$

也是以 $\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 或 $\text{cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ 为单位。

1. 能谱 (energy spectra)

显而易见, 通量密度、注量、能通量密度或能注量的更实用的微分分布是仅为 θ, β, E 三个

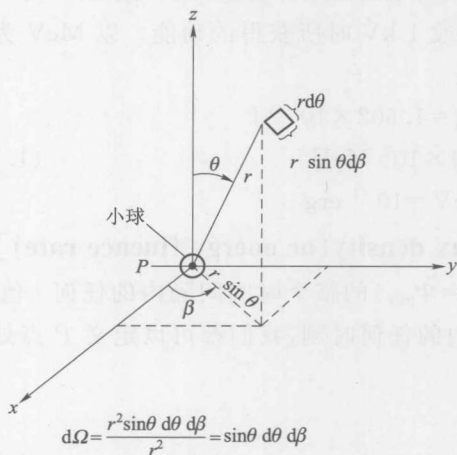


图 1.2 极坐标立体角元为 $d\Omega$