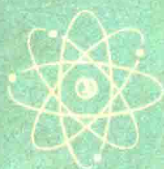


辐射剂量学原理

〔加拿大〕G·N·怀特 著



中国科学院原子核科学委员会编辑委员会编辑
中国工业出版社出版

全书共九章。从辐射场的谱分布开始，系统地给出了辐射场的照射剂量和物质的吸收剂量的概念。并以空腔电离室为重点，提出了对照射剂量和吸收剂量的测量和计算的方法，以及它们与辐射场特征量——强度——的关系。

由于描述了吸收剂量和照射剂量，从而澄清了过去所用“剂量”这个含糊的概念。本书的特点是概念清晰、系统，并以空腔电离室为重点，全面、扼要地论述了辐射场的性质和探测的问题。

本书可作工程物理、原子核物理、放射化学、放射生物学等专业的教学参考书。对于从事剂量防护、放射生态、放射化学的科学研究工作者也有很大的参考价值。

G. N. Whyte

PRINCIPLES OF RADIATION DOSIMETRY

New York John Wiley & Sons, Inc. 1959

* * *

辐射剂量学原理

张立 陈生 译 史元明 校

*

中国科学院原子核科学委员会编辑委员会编辑

中国工业出版社出版（北京修门内大街10号）

北京市书刊出版业营业许可证出字第110号

中国工业出版社第一印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·各地新华书店经售

*

开本 $787 \times 1092^{1/32}$ ·印张 $4^{5/8}$ ·字数91,000

1965年11月北京第一版·1965年11月北京第一次印刷

印数0001—2,030·定价(科六)0.55元

*

统一书号：15165·4163(核委-59)

原 序

当高能輻射使物质产生变化时——不論是物理性质的变化（如在試驗反应堆材料时所产生的）和化学性质的变化（如在塑料聚合过程中所产生的），或生物方面的变化（如在癌症治疗过程中所产生的）——都必须对輻射进行测量和控制。在上述情况下，輻射的测量就成为輻射剂量学的研究对象。

輻射剂量学对刚接触这个領域的工作者來說总是有实际困难的。产生这些困难的原因，是因为对所要测量的量了解不够和设备不足以及技术不佳之故。本书的目的是系統地讲述輻射剂量学的基本概念，以及它們与輻射場的基本参量——例如强度和譜分布——的关系。重点是論述輻射测量的物理原理。当具体叙述某些特殊問題时，往往主要是涉及生物学和医学剂量方面的問題。但是，在大多数情况下，这些討論的原則同样适用于其他領域內的类似問題。在涉及特殊的技术和设备时，虽然偶尔也用图表示，但并不打算系統或詳尽地討論輻射探测器。

本书主要是为研究测定輻射剂量問題的大学毕业生写的。并且假定讀者已具备原子物理方面的基本知識并掌握简单的微积分运算；但是对于他們不太熟知的課題，在必要时也扼要地提及一下。由于了解輻射和物质各种作用方式是非常重要的，故在第二章詳尽地討論了这个問題。

IV

在这里有必要談一下術語的問題。在剂量学中遇到的某些物理量，其名称至今尚未完全一致。对于必要的专业術語，在可能的条件下就采用了1956年国际辐射单位和测量委员会所建議的名称。对于該委员会尚未規定的術語，作者就选用了有关专业內最通用的名称。例如，在其他物理分科中，每秒钟通过单位球体的粒子或光子数用“通量密度”这个術語来表示；而作者却采用了中子物理学中慣用的更簡單的術語——“通量”（在涉及其他輻射时此詞就更为通用）。对若干術語都作了类似的选择，其中有些術語和通常采用的名称有显著不同，这是很遺憾的，但也是不可避免的。

最后，特向曾閱讀此手稿并提出有益的批評和建議的国家标准局（华盛顿）的威考夫（H.O. Wyckoff）博士和卡斯韦尔（R.S. Caswell）博士，海軍研究所（华盛顿）的阿提克斯（F.H. Attix）先生和国家研究委员会（渥太华）的迪克松（W.R. Dixon）博士和艾特肯（J.H. Aitken）先生等表示衷心的感謝。

怀特（G.N. Whyte）于渥太华 加拿大

1959年4月

目 录

原 序

第一章	輻射場	1
第二章	輻射和物质的相互作用	9
第三章	x 射线譜分布的測定	53
第四章	x 射线强度的測量	60
第五章	照射剂量的測量	66
第六章	x 射线吸收剂量的測量	87
第七章	帶电粒子剂量学	102
第八章	中子剂量学	113
第九章	次級仪器	127

第一章 輻射場

当輻射束流穿过物质时，須注意三种物理因素：

- (1) 輻射的譜分布，
- (2) 某一点的輻射强度（或是粒子通量），
- (3) 在受照射的物质内部，某一点上单位质量所吸收的能量。

从下面将会看到，往往可用射线在空气中的电离效应来测定后面两个量中的某一个。因而也就要应用到在特定条件下空气电离的知識。

因为一系列的討論都圍繞着輻射场的性质，所以把上述概念詳細地加以闡明可能会有所补益。

强度和譜分布 对于 x 射线和 γ 射线，在由角变量 θ 和 ϕ 所确定的方向上的 $d\Omega$ 立体角内，若知道能量在 $h\nu$ 与 $h\nu + d(h\nu)$ 之間的光子每秒钟穿过垂直于光子前进方向上的单位面积的能量时（參看图 1-1），則这个輻射場就可完全被确定。該量可以写成 $I(h\nu, \theta, \phi) d(h\nu) d\Omega$ ，此处 $I(h\nu, \theta, \phi)$ 可以称为輻射强度的微分能量或角分布[因为 $I(h\nu, \theta, \phi)$ 一般是随空間地点而改变的，所以它也是位置变量 x, y, z 的函数]。

不太需要知道关于这个分布的全部知識。如果在所有方向上求和（即对所有 θ 和 ϕ 值求和）其結果为 $I_s(h\nu)$ ，称为“球”能量分布，或球譜分布。

$$I_s(h\nu) = \int_0 \int_{\phi} I(h\nu, \theta, \phi) d\Omega \quad (1-1)$$

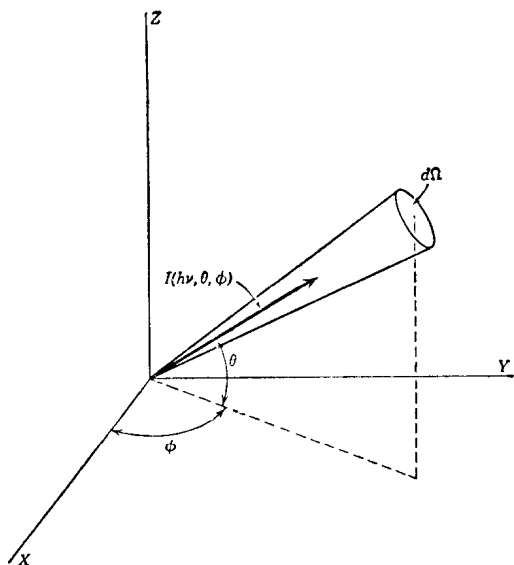


图 1-1 在强度的定义中所包含的几何参量

$I_*(h\nu)d(h\nu)$ 可看作是能量在 $h\nu$ 与 $h\nu+d(h\nu)$ 之间的光子每秒钟从任何方向穿过单位截面球①的能量。这就是用仪器（如闪烁计数器）所探测到的能量。这种仪器能测出光子的能量，但分辨不出方向。 $I_*(h\nu)$ 确定了物质由辐射场中吸收能量的速率。

若进一步把谱分布 $I_*(h\nu)$ 对所有光子能量 $h\nu$ 的值求和，其结果是 I_* ，称做球强度或“全部方向”强度（omnidirectional intensity）。

① 通过球心的截面积为单位面积的球。——译者注

$$I_s = \int I_s(h\nu) d(h\nu)$$

$$= \iiint I(h\nu, \theta, \phi) d\Omega d(h\nu) \quad (1-2)$$

I_s 是在所研究的某一点每秒钟穿过单位截面球的所有光子能量的总和[参看图 1-2 (a)]。在文献 1 中, 这个量叫“辐射强度”。更多的辐射工作者简单地把它叫做“强度”。因为“球强度”和“面强度”(其定义在后面叙述)这两个术语要在全书中运用, 所以需要明确它们的区别。实际上“强度”这个术语只能适用于前面那个物理量(球强度)。

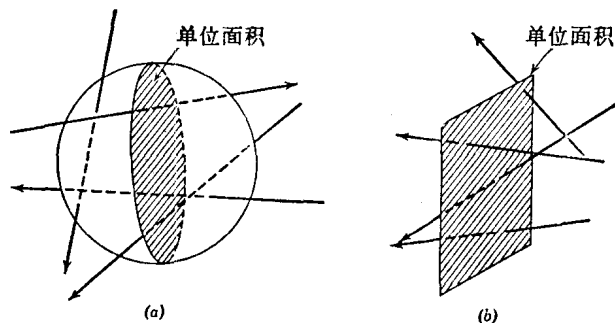


图 1-2 (a) 球强度是由穿过单位截面球的能量确定的;
(b) 面强度是由穿过单位平面的能量确定的

通常的情况是, 全部射线近似地向同一个方向迁移, 有时就用“面”强度或“单一方向的”强度来处理它。面能量分布 $I_p(h\nu)$ (或面谱分布) 的定义是: 能量在 $h\nu$ 与 $h\nu + d(h\nu)$ 之间的光子, 其每秒钟穿过取向于某个特定方向的面面积的能量是 $I_p(h\nu)d(h\nu)$, 即:

$$I_p(h\nu) = \int_0 \int_{\Omega} I(h\nu, \theta, \phi) \cos \psi d\Omega \quad (1-3)$$

式中 ψ 是光子的传播方向与平面法线间的夹角。除非射线是各向同性的（此时 $I_p(h\nu)=0$ ），通常 $I_p(h\nu)$ 的值将依赖于所选单位平面的取向。

对所有 $h\nu$ 求和，即得出面强度 I_p ：

$$I_p = \int I_p(h\nu) d(h\nu) \\ = \iiint I(h\nu, \theta, \phi) \cos\psi d\Omega d(h\nu) \quad (1-4)$$

I_p 是，在所研究的某一点上，全部光子每秒钟在穿过单位平面时的总能量[参看图1-2(b)]。在平行射线束的情形下，面强度 I_p 是指垂直于射线束的平面来说的，它等于球强度 I_s 。除此特殊情况外，球强度总是超过面强度的。比较方程

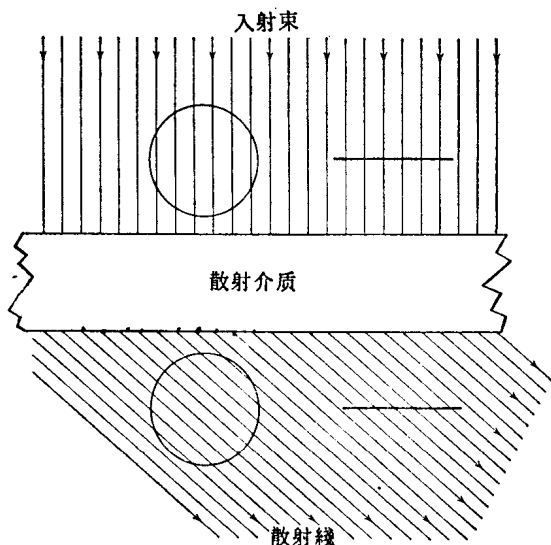


图 1-3 x 射线在沒有吸收的介质內，
通过角度为 θ 时的散射

式(1-2)与(1-4)就可看出这一点。

时常引人注意的是球强度在固定间隔内的时间积分,它被称为辐射量(quantity of radiation)。用一个例子来说明区别面强度与球强度的重要性。假定一个伸展于无限远的平行射线束射在一个假想的介质上,那么在該一假想的介质内,仅有的相互作用只是不发生能量损失的散射,即介质的效应仅仅是改变某些入射线的方向。设入射线的方向为 $\theta=0$,并考查在任意方位角 ϕ 时散射角为 θ' 的散射射线。

在图1-3中,入射线是由介质上方射入,并以角度 θ' 从介质下面散射出来。若入射线的面强度为 I_p^0 ,则入射线的球强度 I_s^0 也等于 I_p^0 。设 θ, ϕ 方向上的散射强度在任意方位角的间隔 $\alpha\phi$ 内是 $I(\theta')d\phi$,并且假设 $I(\theta')$ 与 ϕ 无关,则在介质下面的面强度将为:

$$\begin{aligned} I_p &= \int_0^{2\pi} I(\theta') \cos \theta' d\phi \\ &= I(\theta') \cos \theta' \int_0^{2\pi} d\phi \\ &= 2\pi I(\theta') \cos \theta' \end{aligned} \quad (1-5)$$

因为没有吸收,所以同样的能量必须通过图中的任何水平面,而且在介质下方的面强度将等于介质上方的面强度,因此

$$2\pi I(\theta') \cos \theta' = I_p^0 \quad (1-6)$$

而在介质下方的球强度将为

$$\begin{aligned} I_s &= \int_0^{2\pi} I(\theta') d\phi \\ &= 2\pi I(\theta') \end{aligned} \quad (1-7)$$

于是，从方程 (1-6) 和 (1-7) 中得到

$$\begin{aligned}
 I_s &= \frac{I_p}{\cos \theta'} \\
 &= \frac{I_p^0}{\cos \theta'} \\
 &= \frac{I_s^0}{\cos \theta'} \quad (1-8)
 \end{aligned}$$

既然介质上面和下面的面强度相同，那么介质下面的球强度就比介质上面的大。一个小型电离室在散射介质下面的讀数比在介质上面的大。

这种情况示于图 1-3。两根粗水平线表示垂直于入射束方向的单位面积，每个都被 6 根线穿过，这表明在这两个位置上的面强度是相等的。同样地，圆圈表示单位截面球。在入射束内的那一个也有 6 根线穿过，即入射面强度和入射球强度相等。但在射出束中的那一个却有 9 根线穿过。这表明此处的球强度较大。

显然，上述论证可以推广到以其他角度散射的散射线束上，因而可推广到整个散射束上。这个结论意味着在沒有吸收时，面强度在任何深度都是相等的；但球强度将随着深度的增加而增加，因为射线束增加部分遭受散射。

在所有实际情形下，伴随着散射将有某些吸收，并且此吸收效应将迭加在散射效应上。这样，面强度将随介质厚度的增加而减小，而球强度则或者最初增加而以后减小，或者单调地减少，但比面强度减少得慢。散射效应仍能使球强度比面强度相对地有所增加。

粒子通量 用前面对 x 射线所做的相类似的定义，也可

以强度这个术语来描述带电粒子场。然而，更普遍的是考虑通过单位面积的粒子数而不是能量。把某一点的带电粒子通量^① ϕ ，定义为每秒钟穿过该点单位截面球的粒子数（这样，通量就类似于球强度）。当粒子具有能量分布时就以微分通量 $\phi(E)$ 来表征能谱。这里 $\phi(E)dE$ 是能量在 E 和 $E+dE$ 之间的粒子通量。在这种情况下，总通量就是 $\int \phi(E)dE$ ，积分是在全部能量范围内进行的。

空间某一点的中子场，通常也以通量来描述。但也经常采用中子密度，即每立方厘米内的中子数来表示。如果速度为 v 厘米/秒的中子，其密度为 n 中子/厘米³，则该中子通量就是：

$$\phi = nv \quad (1-9)$$

吸收剂量 上面所定义的强度和与其相关的量是辐射场的特征。然而，在经常应用中具有首要意义的不是射线束的能量，而是被照射物质的单位质量所吸收的能量。例如，生物效应就取决于在所研究的某一定点上局部吸收的能量，而不取决于通过该点的能量（当然也取决于另外一些因素，例如能量吸收率，或辐射的光子能量）。

吸收剂量是描述局部吸收能量的量，其定义是⁽¹⁾：

任何致电离辐射的吸收剂量是，致电离粒子在所研究的部位传递给被照射材料每单位质量的能量。

吸收剂量的单位是拉特 (rad)，1 拉特 = 100 尔格/克。

吸收剂量不单是辐射场的性质，它也是辐射和物质相互

① 更确切些说，此量应称为通量密度 (flux density)，但流的名称却更流行。——作者注

作用的产物。因此，它也取决于该特定物质的性质。

参 考 文 献

1. Report of the International Commission on Radiological Units and Measurements (ICRU), 1956, *Nat. Bur. Stand. Handbook* 62 (1957).

第二章 輻射和物质的相互作用

所有輻射測量都是取決於射線和物质的相互作用。因此，这些相互作用的本性必須成为研究射線測量的根据。本章概述了带电粒子、 α 射线、中子与物质主要的相互作用，特別着重于剂量学中最被人关心的研究課題。

带 电 粒 子

带电粒子在物质內的能量損失，主要是由于和原子中的电子发生庫仑作用所致。如果传递給电子的能量仅能使它跃迁到原子的較高能級上，則这个过程称为激发；如果电子获得的能量足够使它完全离开原子，則这个过程称为电离。这两个过程是紧密相关的，它們合在一起构成了碰撞时的能量損失。当能量低于运动粒子的靜止能量数倍时，在任何物质中激发和电离就占了能量損失的主要部分。

在电离过程中被撞出来的某些电子，有着足够大的动能，它們能进一步产生电离，这种电子称为 δ 射线。

带电粒子通过物质时也发生一系列其他現象。和原子庫仑場的相互作用，尤其是和原子核場的作用，导致了粒子运动方向的改变。如果动能沒有轉換成其他形式，这个过程就叫做弹性散射。这种散射对于重粒子是不甚重要的，但对于电子却相当重要。大角度散射使带电粒子受到較大的加速度，因而又可以导致发射电磁輻射量子，即人所熟知的輻致輻射 (bremsstrahlung)。

如果粒子在介质中的速度超过了光在此介质中的速度，

那么在可見光範圍內就有象契倫柯夫 (Cerenkov) 輻射的射线发射出来。

碰撞損失和阻止本領(stopping power) 按照經典观点, 一个运动粒子損失給一个电子的能量是借助于传递給电子一个冲量而实现的。此冲量和庫仑場强度以及作用時間成比例。既然电子所获得的动量与相互作用的时间成正比, 因而也就与运动粒子的速度 v 成反比。电子所获得的能量以及随后粒子所損失的能量必然与 $1/v^2$ 成正比。这样, 由經典图象看来, 每单位长度路程的能量損失(比能量損失)与介质中电子的密度成正比, 但反比于粒子速度的平方。

因为物质中的电子受到原子的約束, 所以能量传递就不能发生在离开运动粒子径迹无限远的地方。一个电子离开粒子径迹愈远, 它能得到的冲量就愈小, 因而传递給它的能量就愈小。若此能量恰好小于使一个 K 电子跃迁到更高能級上所必須的能量时, 則沒有能量損失給这个距离上的 K 电子。在离开径迹更远的地方, 也不可能对 L 电子損失其能量, 等等。原子中电子被約束得愈紧密(即原子序数愈大), 它們的“截止距离”(cut-off distances)就愈短, 而能量損失率就愈小。因此能量損失率将在一定程度上依赖于原子序数——原子序数愈大能量損失率愈小。

当速度接近光速时, $1/v^2$ 的关系就被相对論效应所改变。运动粒子在電場中的相对論性收縮, 使得在較远的距离上也可能有能量損失, 因此在能量非常高时, 能量損失率将緩慢地增加。

上述的粗略的論述仅是关于碰撞所产生的能量損失的某些一般特点。貝特(Bethe)提出了量子力学的处理方法^(1,2,3)。

对重粒子来说（电子之外的粒子），其比能量损失或阻止本领 $-\left(\frac{dE}{dx}\right)$ 可由下式给出：

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{mv^2} N_0 \rho \frac{Z}{A} \left[\ln \frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \text{尔格/厘米} \quad (2-1)$$

式中 ze 是以静电单位 (esu) 表示的运动粒子的电荷； e 是电子的电荷； m 是电子的静止质量（克）； v 是粒子的速度（厘米/秒）； N_0 是阿佛加德罗常数； ρ 是阻止材料的密度； Z 是阻止材料的原子序数； A 是它的原子量； β 等于 v/c ，此处 c 是光速。 I 是阻止材料中原子的平均激发电位；它包括了电子结合能对于能量损失率的影响。 I 值可用理论方法估计出来，但其结果对于实际应用还不够精确。实际上它必须用实验来测定（参看下面）。方括号里边的量 $\delta/2$ 是考虑了下面将要讨论的密度效应后而附加到贝特的最初公式上的量。

当运动粒子的能量非常低时，在它通过物质的路程上可以“掇拾” (pick up) 和失去电子。结果，减少了粒子的平均电量。在这样的能量下就再不能应用方程 (2-1) 了。

当运动粒子是一个电子时，阻止本领公式因下面两种原因而须校正。(1) 因为它和一个原子的电子碰撞时，这两个粒子的质量相同，所以碰撞粒子系统的约化质量是减少了，并且在碰撞中平均转移能量也减少了。(2) 因为相互碰撞的两个粒子是相同的，故在实际工作中必须把碰撞后带有较大能量的那个粒子看成为初始粒子，而将较低能量的那个粒子看成“被撞击”的电子。这样就排除了大于粒子能量

一半的能量損失。由貝特⁽²⁾推导出来的电子的能量損失公式是：

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4}{mv^2} N_0 \rho \frac{Z}{A} \left[\ln \frac{mv^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8}(1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 - \delta \right] \text{尔格/厘米} \quad (2-2)$$

式中 E 是电子的动能。在 高能时，电子的能量損失率約比具有同样速度的质子的能量損失率小 10%。

因为比能量損失与密度成正比，故常采用质量阻止本领，其定义如下式：

$${}_mS = \rho^{-1} \left(-\frac{dE}{dx} \right) \quad (2-3)$$

它与密度无关。

有时也采用另一个量，即每个电子的阻止本领，它等于电子密度除以比能量損失：

$${}_eS = \frac{-dE/dx}{N_0 \rho (Z/A)} \quad (2-4)$$

每个电子的阻止本领不明显地依赖于原子序数 Z 。它通过出现在对数项中的平均激发^① 电位 I 而仅与阻止材料的性质有关。由于对 I 值的这种对数关系，所以它只是原子序数的緩慢变化的函数。

I 的測定 在方程 (2-1) 和 (2-2) 中，除了 I 以外 (I 是阻止材料原子的平均激发电位)，所有参量都是已经

① 原文誤为平均电离电位。——譯者注