

射线探伤

无损检测人员考核培训教材

15.28

劳动人事出版社



无损检测人员考核培训教材

射线探伤

全国锅炉压力容器无损检测人员

资格鉴定考核委员会组织编写

劳动人事出版社

本书由全国压力容器无损检测人员资格鉴定考核委员会组织编写,作为Ⅱ级无损检测人员培训教材用。本书从实用的角度出发,系统地论述了射线探伤的物理基础、射线探伤的设备—探伤工艺、探伤结果的评定及探伤安全防护等方面的内容。本书通俗易懂、简明扼要,对锅炉压力容器初、中级无损检测人员提高检测技术水平有很好的参考价值。

射 线 探 伤

全国锅炉压力容器无损检测人员
资格鉴定考核委员会组织编写

责任编辑 张 伟

劳动人事出版社出版

(北京市和平里中街12号)

北京市隆昌印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行

787×1092毫米 16开本 12印张 286千字

1989年7月北京第1版 1989年7月北京第一次印刷

印数: 10120册

ISBN 7-5045-0366-5/TC·040 定价: 5.75元

前 言

射线探伤是无损检测五大常规方法之一,是焊缝检测中最常用的检验方法。本书叙述了射线探伤的物理基础、射线探伤的设备、射线探伤工艺、探伤结果的评定、安全防护等。它是从事锅炉压力容器无损检测初、中级技术人员所必需的课本,也是从事质量管理人员、检验人员、锅炉压力容器设计人员了解、学习无损检测知识的参考书。

本书是全国锅炉压力容器无损检测人员资格鉴定考核委员会组织统一编辑的II级无损检测人员教材之一。1986年全国考委会委托江苏省考委会进行编写,1987年江苏省考委会写成了初稿并于当年出了试用本。试用本由李衍、徐亚澄、徐长发、顾吟如、周衡南、孔令荣分章执笔编写。试用本在有关的多个II级射线检测培训班进行了试用,1987年12月“全国锅炉压力容器II级无损检测培训教材审定会”对本书试用本进行了详细的修改和审定。会后由李衍对教材进行了修改和整理,最后由考委会秘书处审定。

由于编者水平有限,书中缺点和错误在所难免,恳请读者指正。

全国锅炉压力容器无损检测

人员资格鉴定考核委员会

1988年9月

目 录

第一章 射线探伤的物理基础	(1)
§1—1 原子结构的概念.....	(1)
§1—2 射线的产生及其性质.....	(2)
§1—3 射线与物质的相互作用.....	(7)
第二章 射线探伤设备	(15)
§2—1 常用x射线探伤设备.....	(15)
§2—2 γ 射线探伤设备.....	(38)
§2—3 其他射线探伤设备.....	(39)
第三章 射线探伤工艺	(47)
§3—1 工艺准备.....	(47)
§3—2 探伤条件的选择.....	(68)
§3—3 焊缝透照方法.....	(98)
§3—4 胶片的暗室处理.....	(113)
第四章 探伤结果的评定	(131)
§4—1 评判底片的基本要求.....	(131)
§4—2 焊接缺陷的特征及其在底片上的成象.....	(132)
§4—3 焊缝质量分级.....	(136)
§4—4 假缺陷的辨认.....	(142)
§4—5 底片评判典型解析.....	(143)
§4—6 缺陷位置和尺寸的确定.....	(145)
§4—7 技术资料和档案管理.....	(146)
第五章 安全防护	(149)
§5—1 剂量单位和剂量控制标准.....	(149)
§5—2 剂量仪监控.....	(157)
§5—3 防护方法与计算.....	(163)

第一章 射线探伤的物理基础

§ 1—1 原子结构的概念

一、原子和原子结构

原子由原子核与核外飞速旋转的电子组成。对一般中性原子而言，带正电的核与核外电子有相同的电荷量。如果令原子的原子序数为 Z ，则原子核的正电荷为 $+Z$ ，核外电子有着相同负电荷 $-Z$ 。对此，著名科学家汤姆逊和卢瑟福曾分别提出过一种有关原子的行星模型：原子内大部分是空的，原子的全部正电荷和几乎全部质量都集中在一个很小的原子核内；带负电的电子在核外空间，好象行星围绕太阳旋转一样，原子核所带单位正电荷等于核外电子数，所以整个原子呈中性，电子绕核旋转所需向心力就是原子核的正电荷对电子的静电库仑力。这在一定程度上比较满意地解释了有关原子运动的许多实验现象。后来，丹麦物理学家玻尔将该模型作了进一步完善与发展，并提出了有关原子能级的概念。概括起来，玻尔模型的基本假设为：

1. 原子的定态假设：原子只能处在一系列不连续的能量状态，在这些状态中的原子才是稳定的，这时核外电子虽然时刻不断绕核作加速运动，但并不向外辐射能量，故这些状态也叫“定态”。

2. 辐射的量子化假设：原子可以从一“定态”转变为另一“定态”，此时它要辐射或吸收一定（而不是任意）能量的光子，这种光量子的能量是呈量子化的，它由两种“定态” n 、 k 的能量差来决定。

一个原子的能量都可形象地用“能级”的概念来表示；按能量由低到高依次用字母 K 、 L 、 M ……能级表示。根据玻尔理论：原子在定态中电子的运动一般是稳定的，但当原子从外界吸收一定能量后就可能从基态跳到较高的能级，此时的定态则叫激发态。一般原子处于激发态时只能保持一短暂时间就会自发地向较低能级过渡，同时辐射一定能量为 $h\nu$ 的光量子。

原子核中质子的数目等于原子核的电荷数即元素的原子序数 Z ，而中子数 N 就等于原子核的质量数 A 和电荷数 Z 的差。习惯上把原子核的质量数标于元素符号的左上角，核电荷数 Z 标于左下角，例如 α 粒子即氦核 ${}^4_2\text{He}$ 是由2个质子与2个中子组成的；氢原子核 ${}^1_1\text{H}$ 里只有1个质子而没有中子，可见氢原子核就是质子，而一般电子即标以 $-e$ 。

在物理学上质子和中子也统称核子。通常情况下以碳原子质量的 $1/12$ 规定为一个原子的质量单位 μ （ $\mu = 1.6603 \times 10^{-24}$ 克）。实验表明：各元素的原子核的质量均接近于某个量的整数倍，即原子核的质量数 A 。质子的质量 m_p 与中子的质量 m_n 非常接近。

$$m_p = 1.00758\mu = 1.67248 \times 10^{-24} \text{克}$$

$$m_n = 1.00815\mu = 1.6749 \times 10^{-24} \text{克}$$

二、同位素和放射性同位素

任何元素的化学性质都取决于它的原子序数 Z ，同种元素的原子核具有相同的电荷数，但其质量数可以不同。质子数相同而中子数不同的元素称为同位素，它们在元素周期表上占据相同的位置。例如氢元素就有三种同位素，分别用 ${}^1\text{H}$ ， ${}^2\text{H}$ （重氢）和 ${}^3\text{H}$ （超重氢）表示，它们均含有一个电子、一个质子，但中子数分别为0、1和2个。又如自然界最重的元素铀（U），就有 ${}^{238}_{92}\text{U}$ 、 ${}^{235}_{92}\text{U}$ 和 ${}^{234}_{92}\text{U}$ 等同位素。

同位素有稳定和不稳定两种，不稳定同位素也叫放射性同位素，它能自发地放出某些射线—— α 、 β 或 γ 射线，而衰变为另一种元素。 α 射线是一束高速运动的带正电的粒子流，所带电荷为正的 $2e$ ，其质量相当于氢原子的4倍。当 α 粒子穿越物质时很易使物质电离，最后和物质中2个电子结合成中性氢原子而被物质吸收。即使在空气中， α 粒子的射程也只有几个厘米。 β 射线是一束高速电子流，所带负电荷为 α 粒子的一半， β 粒子对物质的电离作用较弱，但穿透能力较强。一般与 α 粒子能量相同的 β ——射线在空气中射程可达100厘米。

γ 射线往往是伴随着 β 或 α 射线产生的。 γ 光子不带电。放射性元素放出 γ 射线后，从不稳定的激发态转变到稳定态。

放射性元素一般有天然和人造两类，前者为自然界存在的矿物。一般 $Z \geq 83$ 的许多元素及其化合物具有放射性，后者是用高能粒子轰击原子时得到的放射性。原则上各种元素都可用高能粒子轰击而产生人工放射性元素，而自然放射性元素比较稀少，又不易提炼，价格昂贵，所以射线探伤中使用的均为人工放射性元素。

§ 1—2 射线的产生及其性质

一、 x 、 γ 射线的产生及其性质

1895年德国物理学家伦琴在从事阴极射线研究时，偶然发现了一种能使某些荧光物质发光，又能穿透物质使胶片感光的射线，当时对这种射线的性质不甚了解，就称为“ x ”射线。

x 射线源即 x 射线发生器主要由三部分组成：发射电子的源——灯丝，加速电子的装置——高压发生器，受电子轰击的阳极——靶面，其核心部分为 x 射线管，如图1—1所示。 x 射线管灯丝加热后放出电子，在管的两极（灯丝与靶）间加上几十至几百千伏电压后，由灯丝发出的电子即以很高速度撞击靶面，此时电子能量的绝大部分将转化为热能形式，而极少一部分以 x 射线能量形式辐射出来。

γ 射线源即一般放射性同位素，通过原子核衰变放出 γ 射线，常用 γ 射线探伤的同位素有：

${}^{60}_{27}\text{Co}$ ， ${}^{137}_{55}\text{Cs}$ ， ${}^{192}_{77}\text{Ir}$ 和 ${}^{170}_{60}\text{Tm}$ 等。

图1—2是 ${}^{60}\text{Co}$ 和 ${}^{137}\text{Cs}$ 的衰变图。

由此可见，放射性同位素物质所辐射的 γ 射线总是一种或几种特定能态，且同一种放射源的 γ 射线能量是相同的（不管其活度或 γ 源的尺寸是否一样）。如钴60辐射的 γ 射线能量为1.17和1.33兆电子伏（平均为1.25MeV）。

x 射线、 γ 射线的基本性质：

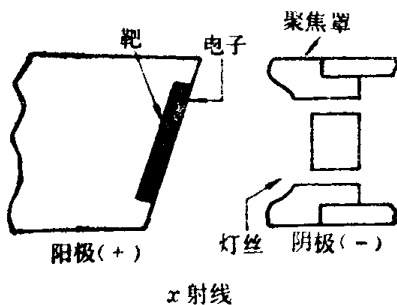


图1-1 x射线的产生示意图

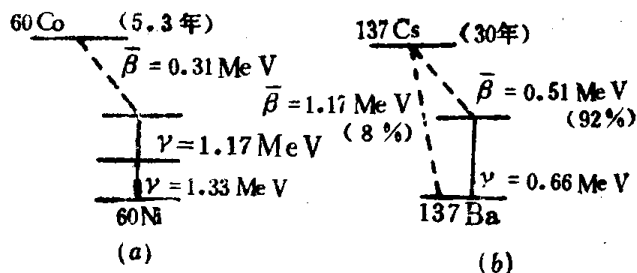


图1-2 ^{60}Co 和 ^{137}Cs 的衰变图

(1) x射线与γ射线都是电磁波，其波长较可见光或无线电波要短得多（电磁波谱系列中各种波段的次序见图1-3）。

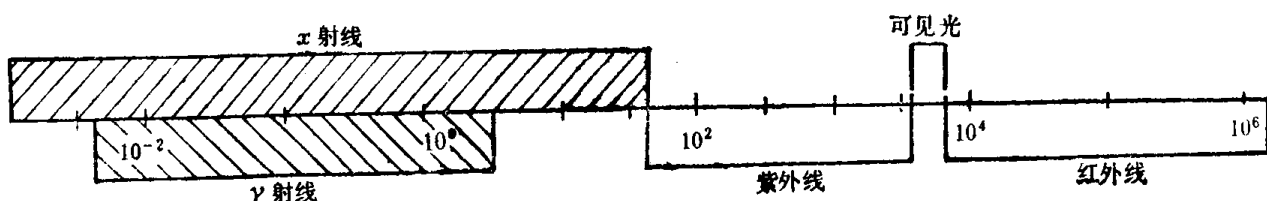


图1-3 电磁波谱波长分布（单位：Å）

- (2) 依直线传播，且传播速度为光速 $C = 3 \times 10^{10}$ 厘米/秒。
- (3) 射线本身不带任何电性，故不受电场或磁场的影响。
- (4) 有反射、折射和干涉现象（但不同于可见光）。
- (5) 能使胶片感光，也能使某些物质产生荧光现象。
- (6) 能穿透物质，能使物质电离甚至产生次级射线。
- (7) 能引起生物效应，能伤害或杀死有生命细胞等。

二、连续x射线和标识x射线

由x射线管发出的x射线谱有两类：连续x射线谱和标识x射线谱。

（一）连续x射线谱的特征

如图1-4所示，当改变x射线管电压时，射线强度 I 随管电压的增大而增强；当管电压一定时，则强度 I 随管电流的增大而增强。从图中可见，最短波长 $\lambda_{\min}$ 与平均波长 $\bar{\lambda}$ 还随电压的增大而向左移动。

连续x射线谱的产生机理：当x射线管中灯丝加热后产生许多电子，它们在高电压作用下将以很高速度飞向阳极，在到达阳极靶面时电子将有很大动能。在极端情况下，电子能量 $E_e = eV$ 将全部转化为韧致辐射的x射线光子能量 $h\nu$ ，即

$$E = h\nu = \frac{1}{2} mV^2 = eV \quad (1-1)$$

这里 V 是x射线管两极所加电压， e 、 m 分别为电子的电荷与质量。

但不可能所有电子均转换为x射线；由于加在x射线管的高压波形不同（影响电子速度），以及电子在阳极靶上受遏止的情况不同，因此，转化为x射线的能量或波长也不同，而呈连

续分布，故称连续 x 射线。

连续 x 射线的最短波长 λ_{min} 可由下式给出：

$$\lambda_{min} = \frac{12.4}{kV} (\text{\AA}) \quad (1-2)$$

在单位时间内由 x 射线管发出的总能量，即连续 x 射线的总强度（在图1—4中是指曲线与横轴所包围的面积）可由实验得出：

$$I_{总} = \eta_0 i Z V^2 \quad (1-3)$$

式中 η_0 ——比例常数（管电压单位为千伏时， $\eta_0 = 10^{-8}$ ）；

i ——管电流；

Z ——阳极靶材原子序数（当为钨靶时， $Z = 74$ ）；

V ——管电压。

而连续 x 射线的转换效率 η 则为上述总强度与 x 射线管输入功率之比，即：

$$\eta = \frac{\eta_0 i Z V^2}{i V} = \eta_0 Z V \quad (1-4)$$

可见管电压越高， x 射线转换效率也越高。例如管电压分别为200kV和300kV时， $\eta_1 = 1.48\%$ ， $\eta_2 = 2.22\%$ 。

（二）标识 x 射线谱的特征与产生机理

当 x 射线管两端所加电压超过临界值 V_k 时，其波谱曲线上除存在连续谱分布外，还出现一定波长的线谱，如图1—5所示。已知钨的K激发电压 $V_k = 25\text{kV}$ ，当所加电压 $V > V_k$ 时，钨靶的波谱曲线上即出现两条波长分别为 $0.71\text{\AA}$ 和 $0.68\text{\AA}$ 的线谱，如果用更高精度的测试方法，则波长为 $0.71\text{\AA}$ 这根谱线还可分辨出波长分别为 $0.709\text{\AA}$ 和 $0.713\text{\AA}$ 的两根谱线。

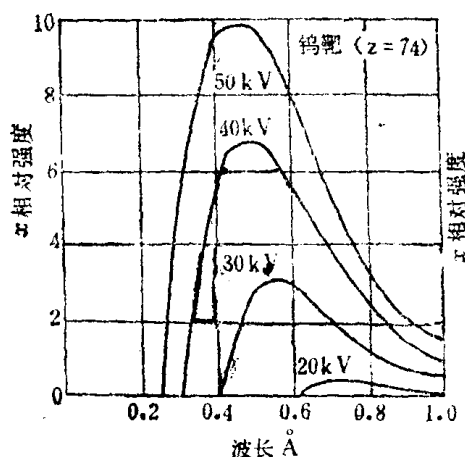


图1—4 连续 x 射线谱

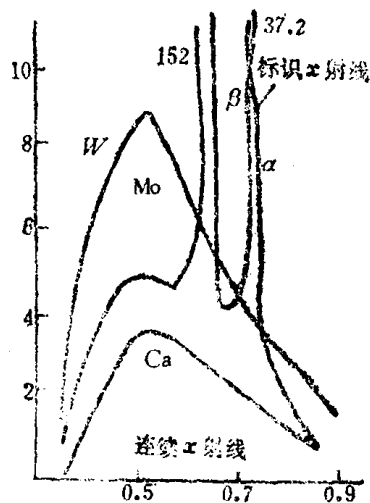


图1—5 标识 x 射线谱

实验结果表明，这种线谱的波长只同阳极靶面的材料有关，而与所加管电压和管电流无关，因此，这种标志靶材特征的波谱也叫标识 x 射线谱。 V_k 则称为激发电压，不同靶材的激发电压也各不相同，所发出的标识 x 射线波长也不同。表1—1列出的一些主要靶材的参

数。

标识 x 射线产生的机理不同于连续 x 射线。当 x 射线管两端所加电压 $V > V_K$ 时, 电子所获得的能量足以将阳极中原子的内层电子逐出于壳层之外。一般是先逐出K层电子, 使原子处于激发态。按量子理论, 此时原子将自发向低能状态过渡, 被击出电子的壳层便形成空位, 外层L、M、N……等电子都可能跃迁到K壳层填补空位, 这种在壳层之间电子的跃迁将伴随着能量的释放, 其辐射的形式属于 x 射线波段, 而且, 一定壳层的电子能量(能级)是一定的, 不同原子的K壳层能量不同, 所以由壳层L $\rightarrow$ K的跃迁辐射将由K、L壳层之能量差所决定的, 或写为:

$$\Delta E_{L \rightarrow K} = E_L - E_K = h\nu \quad (1-5)$$

表1-1

常用不同靶材的标识 x 射线谱参数

靶 材 料		波 长			K线系的激发电压(kV)	K线系的吸收端波长(Å)
物 质	原子序数	K α_1 (Å)	K α_2 (Å)	K β (Å)		
W (钨)	74	0.209	0.219	0.184	59.3	0.178
Ag (银)	47	0.559	0.564	0.497	25.5	0.486
Mo (钼)	42	0.709	0.713	0.632	20.0	0.620
Cu (铜)	29	1.541	1.544	1.392	8.36	1.380
Co (钴)	27	1.739	1.793	1.621	7.71	1.608
Fe (铁)	26	1.936	1.940	1.757	7.10	1.743
Cr (铬)	24	2.290	2.294	2.035	5.98	2.079

在工业射线探伤中所获得的 x 射线谱中既有连续谱, 也有标识谱, 探伤工艺中起主要作用的是连续谱。今后在讨论从事射线等放射性工种对人体的安全剂量则正是按单位时间内的剂量来衡量的, 也叫做剂量率。有关射线剂量及剂量率的各种单位将在探伤工艺和射线防护中再详细介绍。

三、 γ 射线的衰变律和半衰期

放射性元素的原子核衰变是自发进行的, 并带有一定偶然性, 即原子核的衰变有先有后, 而不会在同一瞬间衰变成为一种元素的原子核, 也就是说: 它们必然会遵循一定的统计规律进行衰变。如果一块质量已知的放射性物质, 在时刻 t 时具有 N 个原子核, 经过一段时间 Δt 后有 ΔN 个原子核发生了衰变。实验表明, 在这段时间 Δt 内发生衰变的原子核数 ΔN 不仅与时间间隔 Δt 成正比, 而且与时刻 t 的原子核总数 N 成正比, 因此有:

$$\Delta N = -\lambda N \Delta t \quad (1-6)$$

式中负号表示衰变后放射性的原子核数减少了, 因此 ΔN 不是增量而是减量, 式中的比例系数 λ 即放射性元素的衰变常数, 其物理意义可用下式表示:

$$\lambda = -\frac{\Delta N}{N \Delta t} \quad (1-7)$$

即放射性元素的衰变常数是指在单位时间内发生衰变的原子核与原子核总数的一个比值。由此可见, 在有着大量原子核的放射性物质中, 在相同的时间内发生衰变的原子核与原子核总数的比总是一定的。不同的放射性元素衰变常数不同, 就反映了放射性衰变的快慢程度。衰变常数 λ 越大, 表示其放射性越不稳定, 因此 λ 是放射性物质的一种属性。

如果将上式进行一次积分，便可得到放射性衰变遵循一指数衰变规律，即

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1-8)$$

式中 N_0 是初始 ($t=0$) 情况下原子核的总数。

为描述不同放射性元素的衰变情况，可引进一个新的物理量——半衰期。所谓半衰期是指放射性元素原子核数衰变到原来原子核数的一半时所需的时间，即 $N/N_0 = \frac{1}{2}$ 时的 t ，由上式可知：

$$t = T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (1-9)$$

此表明放射性物质的半衰期 $T_{\frac{1}{2}}$ 只同该物质的衰变常数 λ 有关，因此它也是某放射性物质的一个重要参数。各种放射性元素的半衰期是不同的，例如铀的半衰期长达45亿年，而氦元素的半衰期只有3.8天。

作为射线探伤用的 γ 射线源，要求放射性元素有适当较长的半衰期，所释放的 γ 射线既要有较大能量或穿透能力足够大，同时也要求 γ 源本身稳定性好而成本低廉为宜。常用作射线探伤的 γ 源放射性同位素及其一些主要特征与参数见表1—2。

表1—2 几种常用放射性同位素特性与参数

放射性元素	钴 ($^{60}_{27}\text{Co}$)	镭 ($^{226}_{88}\text{Ra}$)	铯 ($^{137}_{55}\text{Cs}$)	铱 ($^{192}_{77}\text{Ir}$)	铊 ($^{170}_{69}\text{Tm}$)
射线能量 (MeV)	1.25或1.17和1.33	1.22	0.66	0.355	0.072
相当 x 射线能量 MV	2~3	1~2	0.6~1.5	0.3~0.8	0.1~0.3
半衰期 $T_{\frac{1}{2}}$	5.3年	1600年	30年	75天	130天
穿透深度 (钢) cm	2.5~18	2.5~14	2.5~8	0.6~7	0~1.5
半阶层 (铅) cm	1.2	1.2	0.8	0.5	0.1
射线强度水平距离1英尺, 伦/时·居	14.5	9.0	4.2	5.9	0.03
比活度	中	很小	小	很高	最高
价 格	低	高	中	较低	高

在 γ 射线探伤中应用最多的是 $^{60}_{27}\text{Co}$ 和 $^{192}_{77}\text{Ir}$ 。 γ 射线源具有体积小，携带方便等显著优点，特别适合于对各种特殊形状的部件的探伤，此外，对一些野外场所的检测或高空作业的部件操作也是非常理想的。

为了更好掌握放射性元素半衰变期的概念，在此举例说明如下：

例1—1：已知放射性镭 $^{226}_{88}\text{Ra}$ 的半衰期 $T_{\frac{1}{2}} = 14.8$ 天，求它的衰变常数。

解：根据半衰期与衰变常数间的关系，可算出 $^{226}_{88}\text{Ra}$ 的衰变常数 λ 即

$$\lambda_{\text{Ra}} = \frac{0.69}{T_{\frac{1}{2}}} = 0.0468 \text{ 天}^{-1}$$

§ 1—3 射线与物质的相互作用

射线探伤是利用不同物质具有较强大的穿透物质能力,以此来检测与评判材料或工件内各种宏观或微观缺陷的性质、大小及其分布情况。显然,这里将涉及不同射线在穿越物质后产生的一系列极为复杂的物理过程,因此,如何正确理解和掌握这些相互作用的物理过程与细节,对了解射线探伤的基本原理与成象规律乃至判断不同缺陷的性质都是非常重要的。

按史派克的分类, α 射线或 γ 射线在穿越物质后其基本物理过程的总效果是射线强度的减弱;这种强度的减弱可能部分来自射线的偏转,即散射;部分是被物质吸收而转化为其他形式的能量。实验结果表明:导致射线在穿越物质后的强度衰减,将正比于射线本身的强度 I_0 和穿过物质的厚度 d 这两个因素,或写作:

$$\Delta I = I_0 - I = \mu I_0 d \quad (1-10)$$

完成两边积分后便有 $I = I_0 e^{-\mu d}$ 。

这里 μ 称为衰减系数,它被定义为在射线入射方向上单位长度的单位衰减,故也称为线衰减系数或线吸收系数,实际上这里包括上述散射和吸收两个部分。

同样,实验结果又表明:射线在穿透物质后随物质厚度呈指数规律衰减,而线衰减系数 μ 将由射线本身的特征或能量及被穿透物质本身的性质所决定;以及直接由射线与物质相互作用的全部物理过程所决定。这里包括光电效应,康普顿散射与汤姆森散射效应和电子对或电子偶效应等多种物理过程,如图1—6所示。正是由于这些效应导致入射线强度 $I_0 > I$,并以此表示出强度衰减的总效果。下面我们分别作出讨论。

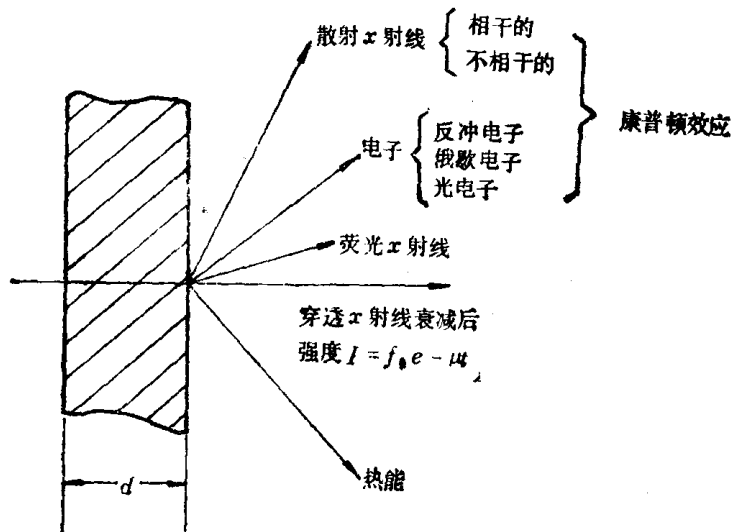


图1—6 α 射线与物质相互作用

一、光电效应

作为射线探伤中应用最多的 α 射线或 γ 射线,由于其能量一般还不足以产生任何核反应,因此当 α 射线或 γ 射线在穿透物质后的相互作用,主要是与物质内原子的核外电子的作用,亦即光子与核外电子的相互作用过程。虽然这种作用随射线本身的能量不同而不同。同

时，它又是一种随机过程；当电量子以它的全部能量给予原子中某电子一对，有可能将该电子击出于壳层之外而成为光电子，如图1—7所示。原子吸收了入射 α 或 γ 射线的全部能量而导致原子对射线的强烈吸收，因而使入射束强度明显下降，这种效应便叫光电效应。

结果表明，只有当入射电量子能量 $h\nu$ 大于或等于某个壳层电子的结合能 E_i 时，这种过程就有可能发生，但并非一定发生，随机过程便是这个意义，表示 $h\nu > E_i$ 是产生光电效应的必要条件，如果这个过程一旦发生则有：

$$E_e = h\nu - E_i \quad (1-11)$$

式中 E_e 为光电子所具有的能量，此式也称为爱因斯坦光电效应方程。由于原子中诸电子之与原子核的结合能 E_i 不同，因此可把光电效应的前提改为：

$$h\nu > E_i \quad (1-12)$$

当产生光电效应时，物质对射线产生强烈吸收；不同壳层电子将产生一系列光电吸收的突变现象；如图1—8便是K, L (L_1, L_2, L_3) 和M等一系列吸收，称之为吸收（突变）。这种现象非常类似于力学中的共振吸收现象，而且实验表明：只有在某些吸收端才产生强烈吸收。一般情况下的质量吸收系数 μ_m ($\mu_m = \mu/\rho$) 将有下列关系： (ρ 为物质密度)

$$\mu_m = K\lambda^3 Z^3 \quad (1-13)$$

这里K为比例系数，表明：物质对射线的吸收取决于射线本身的能量或波长，同时也取决于被透物质本身的原子序数，即电子本身的结合能 $E_i(Z)$ ；如图1—9，表明了不同物质的吸收不一样。

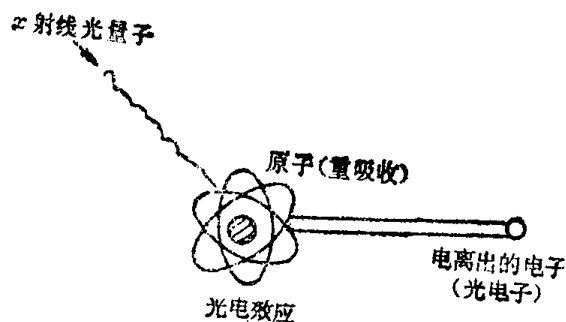


图1—7 α 或 γ 射线与电子作用的光电效应示意图

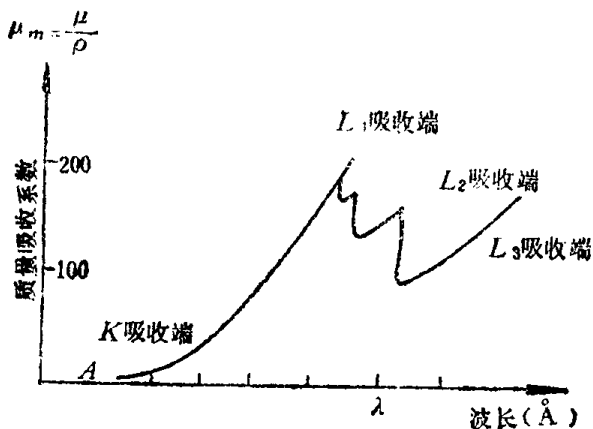


图1—8 光电效应中的K、L

当产生光电效应时其释放的光电子系来自K或L层，由于K、L电子被击出留下一些空位，并使原子处于激发态。因此，就有可能产生其他壳层电子的自发跃迁过程，并伴随着能量的释放，和产生标识辐射 α 射线，它不同于入射的初级 α 射线，故称为次级 α 射线，它类似于一般荧光现象，故也称为荧光 α 射线。显然这种荧光 α 射线在工业探伤中将有助于探伤的感光量，也即有增感作用，但有时会干扰透照底片上的背景而产生不良影响。

由此可见，作为光电效应导致射线穿透物质后强度的强烈衰减，对原子序数大的重元素较之较轻元素更为明显。与此同时，光量子能量越大，则衰减越小，光电效应主要发生在低

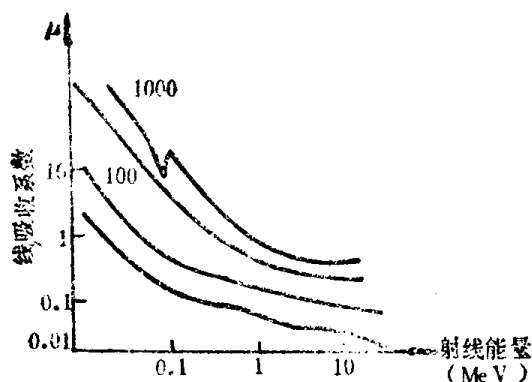


图1—9 射线能量与吸收系数 μ 的关系

能 α 射线情况 (约10~500keV), 对一般物质而言, 其吸收端约在 $h\nu = 1 \sim 2\text{MeV}$ 时 这种效应可认为几乎为零, 此时, 以电子偶效应为主。

二、康普顿效应

当 α 射线或 γ 射线穿越物质时, 光子与原子中电子的作用除击出壳层而形成光电子外, 还可能与不同方向上的相互作用, 好象力学上质点间的对心或非对心碰撞, 物理学上称作散射; 这里包括弹性与非弹性碰撞。当光子作为电磁波中电场力将其能量激发电子作强迫振荡而发出新的电磁辐射, 这样每个电子将作为一种新的 α 射线源, 这种散射不产生任何能量的交换。所以辐射的电磁波频率与入射线的频率或波长完全相同, 虽则它改变了一定的方向; 因为波长相同, 它跟原射线束之间将会产生干涉效应, 这种相互作用也叫弹性散射或相干散射 (或汤姆逊散射)。

显然, 它使原来入射方向上射线的强度有所减弱, 由这种散射引起的干涉所产生的衍射效应可广泛用来研究各种物质的结构。不过, 这对工业射线探伤是微不足道的, 因为这种相干散射很小, 其散射强度约为原射线强度的1%以下。

另一种散射是光子与电子间的非对心碰撞, 此时光子将部分能量给予电子后改变了方向并产生能量的部分交换, 如图1-10所示, 也叫康普顿散射。因为光子损失一部分能量并改变了运动方向, 使得这种非弹性散射的能量略小于原来入射线的能量, 故产生了波长稍微变长的 α 射线。因而他们之间不可能产生任何干涉效应, 所以也称为不相干散射。如果按动量守恒与能量守恒定律推得: 电子将以不同形式的反冲电子向另一方向飞去, 其能量为:

$$E_e = E_\gamma - E_{\gamma'} = h\nu - h\nu'$$

相应变可求得非弹性散射之波长改变量为:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{hC}{m_0} (1 - \sin\varphi) = 0.0242(1 - \cos\varphi) \quad (1-14)$$

式中 m_0 为电子的静止质量, φ 为散射光子与原入射方向间夹角。

康普顿效应从逻辑上讲, 除去光子能量较高外, 它也可看作光电效应的一种推广; 在康普顿效应中, 也并非所有光子能量在电离轨道电子时被吸收, 还会有一些能量留下而呈一种新的光子形式的辐射, 甚至要经过几次康普顿效应而使光子能量衰减, 最后进行一次光电

效应而结束，如图1—11所示。特别在入射线能量较大时，由康普顿散射和光电效应后还会产生高速电子以后的其他情形，这些高速电子再去撞击其他原子的轨道电子，从而发生电离；而被击出的电子还具有一定的动能，再继续进行上述类似过程，直到所有电子能量都变得很低时，以紫外线或可见光或热的形式释放出来。

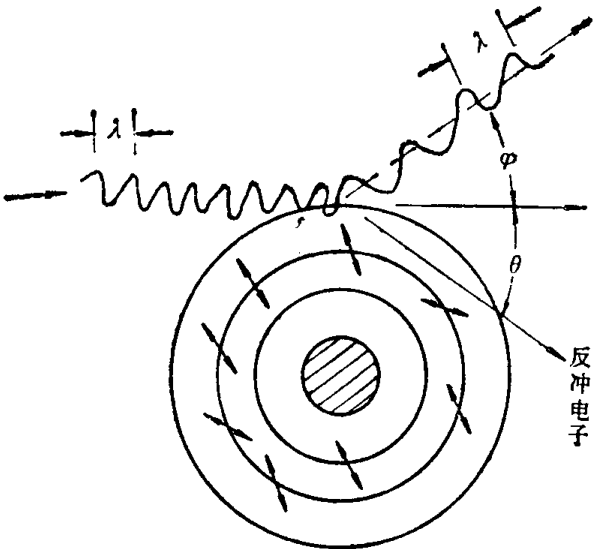


图1—10 康普顿效应示意图

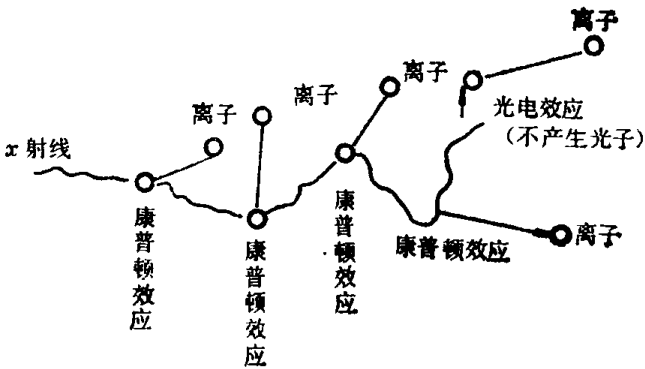


图1—11 康普顿效应的多次过程

三、电子对（电子偶）效应

当高能 α 射线或 γ 射线能量大于电子静止质量所相应的能量的两倍时，在穿透物质后可能产生光量子被物质全部吸收而生成一对正负电子形式：

$$h\nu \rightleftharpoons e^- + e^+ \quad (1-15)$$

按爱因斯坦能量公式，产生一个负电子或正电子的能量

$$E = m_0 C^2 \quad (\text{式中} C \text{为光速})，由此可求得产生电子对效应时的必要条件，即：$$

$$h\nu \geq 2m_0 C^2 = 1.02 \text{ MeV} \quad (1-16)$$

可是正电子并不会单独存在多久，大约在百万分之一秒内将与附近的负电子相结合而转化成一个 γ 光子，这种复合正电子与负电子的现象也叫湮没现象。 γ 光子在与铅原子核相互作用时产生新的电子对，这样交替变化，从一个粒子出发可转变为许多粒子——电子与光子，直到 γ 光子的能量减小到1.02MeV以下，不能再产生电子对为止。

如图1—12所示：这一对正负电子的运动方向将与入射光量子方向分别成 θ 与 φ 的角度，再按能量守恒与动量守恒定律便可求得：当光量子能量 $h\nu$ 越大时，则 θ 、 φ 角也将越小；表明：这种电子对或电子偶效应的产生对入射线在原方向上的强度将起衰减作用。

总之，射线在通过物质后，将产生各种形式的相互作用和一系列物理效应，它们消耗了入射光量子的全部或部分能量，使得入射线在穿透物质后的强度不同程度地衰减；而且这种强度的衰减还随射线穿越物质的厚度的增大，而越来越明显。射线在物质中的衰减可用衰减系数 μ 描述，由此把强度的衰减写成一指数衰减规律：

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (1-17)$$

四、线衰减系数

如果将射线穿透物质后的各种物理效应分别表示，则射线衰减系数可表示为：

$$\mu = \mu_p + \mu_c + \mu_e \quad (1-18)$$

这里 μ_p 是由光电效应引起的线衰减系数， μ_c 、 μ_e 分别是由康普顿和电子对效应引起的衰减系数。

当入射线能量不同，或者在穿透物质时表现的物理效应不同，譬如：对原子序数大的重元素材料或工件与原子序数小的轻元素材料或工件，则各种物理效应的贡献不尽相同，即便是对相同的材料或工件，入射线能量大小不同，则表现出的各种物理效应也不全然一样。今以重元素铅(Pb)为例，如图1-13(a)所示。可见当 $E \geq 3\text{MeV}$ 时，线衰减系数 μ 值将达到最低值，但对轻元素(Al)而言，其线衰减系数 μ 值随电量子的增大而单调下降见 图1-13(b)。

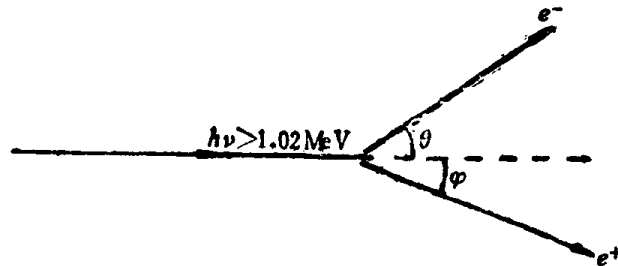


图1-12 光子 $h\nu$ 产生一对正负电子对效应的示意图

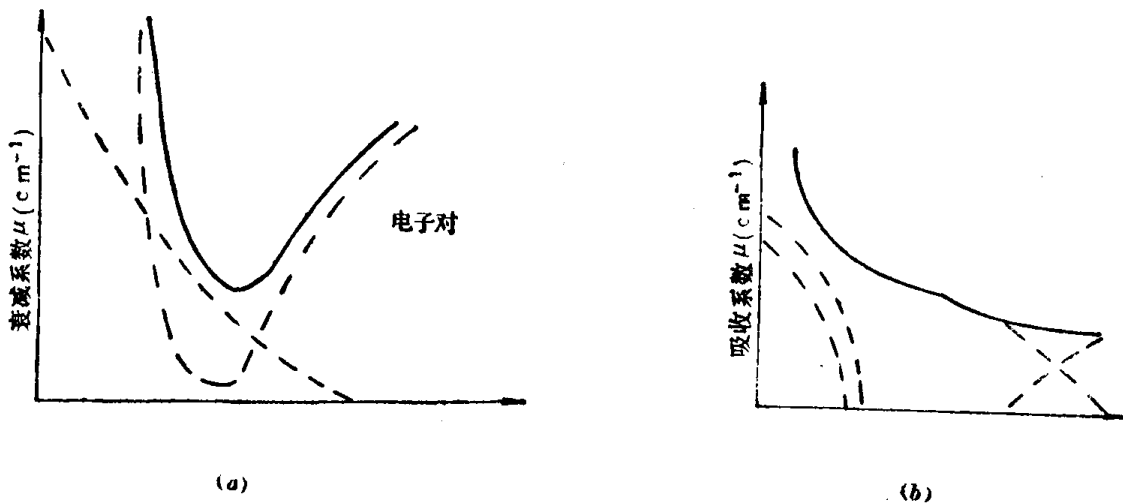


图1-13

(a) Pb的 $\mu \sim E$ 关系图 (b) Al的 $\mu \sim E$ 关系图

图中： T ——总衰减； R ——弹性散射； C ——康普顿散射； PE ——光电效应； PF ——电子对效应

由此可见，由光电效应和康普顿效应产生的吸收在射线能量增加时一般将逐渐减小，但电子对效应却随着能量的增加而逐渐增加；即原子序数 Z 越大，线衰减系数 μ 值也越大。如果

把这三种主要物理效应表示在一张图上, 结合考虑对射线的吸收, 则如图1-14所示。

由此表明, 当单个光量子将它的全部能量交给一个原子中的电子时, 后者便把一部分能量用于克服电子本身的结合能, 剩余能量则作为它的动能, 这便是上述的光电效应部分, 可见, 它在光量子能量较低时将会起主导作用。

当光量子被原子中电子散射时, 则飞行方向会发生不同程度偏转, 在光量子能量不高时, 散射是以相干或汤姆逊散射为主; 当光量子能量略大于电子在原子中的结合能时, 则将产生等相干或康普顿散射效应, 光量子会把部分能量交给电子, 这样, 这部分能量的大小将视电子本身在原子中的能量与动量的变化而定。当光量子能量比之电子结合能大得很多时, 光子的散射可把电子看作自由而静止的, 则康普顿散射是主要的。可以证明: 光子能量约为1MeV时康普顿散射将起着主导作用。而当光子在原子核或电子的库仑场中引起电子对产生, 则所生成正负电子的总功能等于光量子能量减去 e^- 和 e^+ 的静止质量相当的能量, 故这种物理效应等于或大于与电子对的静止质量相关的能量1.02MeV时才可能产生, 能量越大, 这种效应越显著。

五、窄束单一波长射线的衰减律

综上所述, 射线在穿过物质时, 与物质相互作用过程大致可分吸收与散射二个部分, 这是一系列物理过程的总和, 表现了射线穿透物质后强度是指数规律衰减, 即

$$I = I_0 e^{-\mu d} \quad (1-19)$$

质量衰减系数 μ_m 可用下式表示:

$$\mu_m = \mu / \rho$$

式中 ρ 为物质密度, 因此上式可改写为:

$$I = I_0 e^{-\mu_m \rho d} \quad (1-20)$$

上式表明射线在穿越物质后的强度衰减与射线本身的能量或者线质以及物质本身的性质与密度 ρ 有关, 也表明同样的物质随其致密与疏松程度不同对强度衰减的快慢也不一样。对同样的物质则其射线的波长越长, μ_m 也越大; 或者说, 对相同波长或能量的射线, 物质的原子序数 Z 越大, 物质密度 ρ 越大, 则 μ_m 也越大, 如用一个公式表示则有:

$$\mu = \mu_m \rho = K \lambda^3 Z^3 \quad (1-21)$$

当然, 这种射线强度的指数衰减规律是一种简化了的结果; 首先是假设入射 x 射线或 γ 射线是一平行光束, 但实际射线对几乎所有物质的折射率 $n \approx 1$, 因此不能象可见光那样, 将 x 射线用透镜来获得一束平行 x 射线束, 尽管可以用一组狭缝系统来限制入射线为一窄束入射线, 因此, 总会有一定程度的发散束。同时又假定所有射线只是一单一波长, 而实际工业探伤中所用的射线主要是 x 射线连续谱, 这样就构成了射线探伤中所用射线实际是一种宽束多色 x 射线。不过, 为简化讨论起见, 我们仍然先考虑窄束单色射线的衰减规律, 然后再适当过渡到实际的宽束多色射线的衰减规律, 以及作出它应有的修正。

如图1-15, 对一窄束单色射线透照物质的情况, 不同衰减系数 μ 的射线强度穿透率 $I/I_0 \sim d$ 之间的关系应该是: μ 值越大, 衰减越快, 如果取对数坐标则有:

$$\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = -0.434\mu d \quad (1-22)$$