

# 粒子的径迹结构与径向剂量分布

张纯祥 罗达玲

(中山大学物理系 广州 510275)

**摘 要** 概述了重离子径向剂量分布的实验和用连续慢化方法计算径向剂量分布方面的进展.

**关键词** 径迹结构 径向剂量分布

物理学对认识电离辐射在物质中产生的辐射效应机制的贡献之一, 在于描述辐射在物质中能量沉积的分布, 其中, 径向剂量分布就是这样一个重要的物理量. 所谓径向剂量是指带电粒子径迹中心距离为  $r$  至  $r+dr$  的同心圆柱壳内单位质量的平均能量沉积. 为了计算径向剂量, 需要知道描述入射粒子在吸收物质中产生的原电离、激发和二次电子 ( $\delta$  射线) 的微分截面的“源”函数, 其次, 要知道  $\delta$  射线在物质中的能量沉积方式及其表示方法.  $\delta$  射线在吸收物质中的能量沉积, 可以用连续慢化或 Monte Carlo 方法处理. Monte Carlo 方法需要带电粒子与吸收物质的作用截面的实验数据, 而目前这些数据对高能重离子仍然不可能得到. 连续慢化方法却不受这些条件的限制. Katz 和 Butts<sup>[1]</sup> 在研究重离子在核乳胶中的径迹结构的基础上, 首先用连续慢化方法, 通过计算径向剂量分布来描述辐射效应. 随后 Fain<sup>[2]</sup> 和 Chatterjee 等人基于不同的假定, 也用连续慢化近似, 提出了计算径向剂量分布的模型, 得到相似的结果. Zhang 等人<sup>[3]</sup> 在 Katz 模型的基础上, 用幂函数射程能量公式代替线性函数, 得出了改进公式, 得到了与实验比较符合的结果. 最近 Zhang 等人<sup>[4]</sup> 又用一对数多项式电子  $20\text{eV}$  至  $20\text{MeV}$  的射程能量公式代替幂函数表达式, 在考虑到二次电子发射角分布的情况下, 根据重离子与核外电子相碰撞产生的二次电子径向通量公式出发, 并采用高斯数

值积分方法, 计算重离子的径向剂量分布, 获得与实验数据更好的符合. 不仅使  $0.1\text{nm}$  至  $10\text{nm}$  径向距离的计算结果有所改进, 同时计算得出的同一入射能量离子的  $\delta$  射线的最大径向距离比幂函数的公式计算结果小  $3\sim 5$  倍, 这一改进不仅与 Kanai<sup>[11]</sup> 的实验结果更接近, 同时对 Katz 模型中的重离子失活截面的计算也有重要意义, 特别是对径迹末端截面的计算.

## 1 实验测定

60 年代末至 80 年代初, Baum 和 Varma 等人<sup>[5~10]</sup> 做了一系列重离子在气体中的径向剂量分布的实验工作, 包括  $1\sim 3\text{MeV}$  的质子,  $0.75, 18.3$  和  $230\text{MeV/u}$  的 He,  $2.4\text{MeV/u}$  的 O,  $377\text{MeV/u}$  的 Ne,  $0.53\text{MeV/u}$  的 Br, 以及  $0.26$  和  $0.49\text{MeV/u}$  的 I. 实验装置所用的是一个有六段收集电极的圆柱形电离室, 它的轴与束流平行, 但稍有一些偏离. 在电离室内置放了一个小网壁电离室, 它可置在距大电离室中轴的任何距离. 当带电粒子进入该室与所充的气体相互作用产生电离, 距离子径迹中心各种距离的电离电流  $I(r)$  为网壁电离室所测量. 在该电离内的能量沉积可由下式计算.

$$\text{能量沉积} = \frac{I(r)}{e} \cdot W \quad (1)$$

式中,  $e$  为电子电荷,  $W$  为在气体中产生一

离子对所需能量. 径向剂量(即单位质量的能量沉积)由下式给出

$$D(r) = \frac{I(r)W}{e} \cdot \frac{1}{(\pi r_i l)} \cdot \frac{1}{\rho_g} \quad (2)$$

式中,  $r_i$  和  $l$  分别为网壁电离室的半径和长度,  $\rho_g$  为所充气体的密度. 不同的径向距离可用改变所充气体的气压方法实现

$$\text{径向距离} = \frac{r \cdot \rho_g}{\rho_i} \quad (3)$$

式中,  $\rho_i$  为  $1\text{g/cm}^3$ ,  $r$  为网壁电离室中心轴到大电离室中心轴的距离.

最近, Metting 等人<sup>[12]</sup>用小型正比计数器模拟测量微米大小体积内的能量沉积的方法, 测量了 Ge 和 U 离子的径向剂量分布. 径向距离的模拟同样用改变所充气体压力的方法来实现. 当这些测量数据转换成平均径向剂量分布时, 得到了与 Zhang 等人的公式<sup>[3]</sup>计算相符合的结果<sup>[12]</sup>. 表 1 列出了上述方法测定径向剂量分布的实验有关资料. 上述实验也存在一些技术问题. 例如, 它不可能在无限小的距离内测量离子径迹中心剂量, 其次, 忽略了二次电子的能谱与径向距离有关的因素, 使测量很小和很大径向距离时, 实验受到限制. 此外, 目前还不能测出离子在除气体外的其它吸收物质中的径向剂量分布的数据.

表 1 径向剂量分布的有关实验

离子	比动能 (MeV/u)	作者
<sup>1</sup> H	1	Wingate et al. <sup>[6]</sup>
	3	
<sup>4</sup> He	0.75	Varma et al. <sup>[7]</sup>
	230	
<sup>16</sup> O	2.4	Varma et al. <sup>[8]</sup>
<sup>127</sup> I	0.26	Varma et al. <sup>[8]</sup>
	0.49	
<sup>20</sup> Ne	377	Varma et al. <sup>[9]</sup>
<sup>79</sup> Br	0.53	Varma et al. <sup>[10]</sup>
<sup>4</sup> He	18.3	Kanai et al. <sup>[12]</sup>
	13.0	
<sup>72</sup> Ge	13.8	Metting et al. <sup>[13]</sup>
	17.2	
<sup>238</sup> U	5.9	Metting et al. <sup>[13]</sup>

## 2 理论模型

1967 年, Butts 和 Katz<sup>[1]</sup>提出径迹结构的  $\delta$  射线理论时, 认为重离子的径迹结构主要是与重离子和吸收物质中原子相互作用产生的  $\delta$  射线在物质中单位质量的平均能量沉积和分布有关, 即径向剂量分布. 由于模型提出时还没有重离子的径向剂量分布的实验数据可以比较, Katz<sup>[1]</sup>在最初提出的模型中作了简化假定, 即重离子与被照射物质中的原子相互作用所产生的二次电子均以垂直于径迹方向发射; 二次电子在介质中所走过的路程是直线的, 射程能量关系可用一经验公式表示, 认为电子在吸收物质中的射程能量呈线性关系. 1985 年, Zhang 等人<sup>[3]</sup>用拟合电子的射程能量实验数据得出的幂函数公式和考虑了吸收物质中原子的电离电位  $I$ , 从而导出与实验结果符合得更好的径向剂量分布公式  $D(t)$  为

$$D(t) = \frac{Ne^4 Z^{*2}}{amc^2 \beta^2 t} \cdot \frac{\{1 - [(t + \theta)/(T + \theta)]\}^{1/2}}{t + \theta} \quad (4)$$

式中,  $t$  是到离子径迹中心的距离,  $Z^*$  是相对速度为  $\beta = v/c$  ( $c$  为光速) 时离子的有效电荷,  $N$  是吸收介质中每立方厘米的电子数,  $m$  为电子质量. 拟合得出电子射程能量关系式为

$$r = k\omega^\alpha \quad (5)$$

$$k = 6 \times 10^{-6} \text{gcm}^{-2} \text{keV}^{-\alpha}$$

$$\alpha = 1.667, \quad \omega \geq 1 \text{keV}$$

$$= 1.1079, \quad \omega < 1 \text{keV}$$

$$\theta = kI^\alpha \quad (6)$$

$\omega$  是  $\delta$  射线的初始能量.  $\omega_m$  为  $\delta$  射线的最大能量

$$\omega_m = 2mc^2 \beta^2 / (1 - \beta^2) \quad (7)$$

因此,  $\delta$  射线的最大射程  $T = k\omega_m^\alpha$  与 Metting 实验结果相比<sup>[12]</sup>, 公式(4)的计算结果比 Chatterjee 的结果更接近实验结果.

Waligorski 等人<sup>[13]</sup>根据 Monte Carlo 方法对 1、10、20、50 和 100MeV 质子水中的径

向剂量分布计算对(4)式进行修正,提出了计算水中径向剂量分布修正公式为

$$D_1(t) = D(t) \cdot [1 + K(t)] \quad (8)$$

$$K(t) = A \cdot [(t - B)/c] \cdot \exp[-(t - b)/c] \quad (9)$$

$$A = 8 \cdot \beta^{1/3} \quad \beta \leq 0.03 \quad (10)$$

$$A = 19 \cdot \beta^{1/3} \quad \beta > 0.03 \quad (11)$$

$$B = 0.1 \text{ nm} \quad (12)$$

$$c = 1.5 \text{ nm} + \beta \cdot 5 \text{ nm} \quad (13)$$

$$K(t) = 0 \quad t < B \quad (14)$$

这一修正主要是考虑到初级电离对径向剂量分布的贡献。

但在(4)式的推导过程中,因采用了  $r = k\omega^a$  幂函数拟合电子的射程能量实验数据,在 20eV~20MeV 的电子能量范围内,为了获得较好的拟合精度,采用了分段拟合的方法,因此,使能量较高的重离子在径向距离较小时的剂量计算带来误差.此外,上述公式的推导过程中认为二次电子都是垂直于径迹中心轴的方向发射的,使  $\delta$  射线的最大径向距离的计算值比实验值大. Waligorski 的修正公式(8)在径向距离大的地方,与公式(4)的计算结果是相同的,因此, $\delta$  射线能量沉积的最大径向距离与实验结果不符的问题仍未能得到解决。

为了消除因射程能量关系计算所带来的误差,最近 Zhang 等人<sup>[4]</sup>采用一对数多项式拟合电子 20eV~20MeV 射程能量关系代替幂函数,在考虑到二次电子发射角分布的情况下,根据重离子与核外电子相碰撞产生的二次电子径向能量公式出发,并采用高斯数值积分方法,计算重离子的径向剂量分布,获得与实验数据比较符合的结果.离子径迹周围的径向分布可由下式给出。

$$D(t) = \frac{C' Z^{*2} \omega_m^{1/2}}{2\pi\beta^2 t} \int_0^T \frac{1}{[\omega_m - g^{-1}(r)]^{1/2}}$$

$$\cdot g'^{-1} \left\{ r - \left( \frac{\omega_m}{\omega_m - g^{-1}(r)} \right)^{1/2} t \right\} \cdot \frac{g^{-1}(r)}{[g^{-1}(r) + I]} dr \quad (15)$$

$$C' = \frac{2\pi N e^4}{m c^2} = 1.369 \times 10^{-14} \text{ J} \cdot \text{cm}^{-1} \\ = 8.5 \text{ keV} \cdot \text{mm}^{-1} \quad (16)$$

式中  $e$  为电子电荷,  $g^{-1}(r) = \omega$ ,  $g'^{-1}$  为对  $t$  的导数,  $T = g(\omega_m)$ .

### 3 在固体介质中剂量分布的计算

上述的径向剂量分布公式是重离子在水作为吸收介质的情况下得出的.但在固体的辐射效应的研究中,需要计算重离子在 Si、SiO<sub>2</sub>、LiF 和 NaI 等固体介质中径向剂量分布,因此, Katz 等人<sup>[14]</sup>对上述的径向剂量分布计算公式作了修正

$$D_x(t_x) = D_x(t_x)(1 + K_x(t_x)) \quad (17)$$

$$D_x(t_x) = (G_x/G_w)^3 D_w(t_x G_x/G_w) \quad (18)$$

公式(18)中,  $D_w$  由公式(4)或公式(15)给出,

$$K_x(t) = a\beta^b \exp(-t_x/c) \quad (19)$$

$t_x$  是离子径迹中心的距离,  $a$ 、 $b$  和  $c$  是与吸收介质有关的常数,下标  $w$  表示吸收介质为水,而  $x$  表示由表 2 给出的其它吸收介质。

表 2 径向剂量分布函数  $D_{x1}(t_x)$  计算参数

介质	$a$		$b$	$c$ (nm)	$I$ (eV)*	$G$ (g/cm <sup>3</sup> )
	低 $\beta$	高 $\beta$ **				
水	10	23	0.38	4	10	0.56
LiF	6.5	20	0.40	4	10	1.22
Si	2	21	0.54	4	20	1.16
NaI	3	15	0.575	4	40	1.57
SiO <sub>2</sub>	9.3	20	0.42	4	20	1.32

\*  $I$  为可调的电离电位。

\*\* 低  $\beta$  为  $0.01 < \beta < 0.03$ , 而高  $\beta$  为  $\beta > 0.03$ 。

表 2 中的  $G$  因子由下式给出

$$G = \rho Z^* / A^* \quad (20)$$

$\rho$ 、 $A^*$  是吸收介质的密度和有效质量数。

### 4 讨 论

图 1~3 给出了本工作得出的计算径向剂量分布的公式(15)的计算结果(实线)和计算公式(4)所计算的径向剂量(虚线)与 Varma<sup>[7~10]</sup>和 Wingate<sup>[6]</sup>等所得到的实验数(□)的比较。

对于能量小于 1MeV/u 的重离子,如 42MeV 的<sup>79</sup>Br 离子,公式(4)( $\alpha=1.079$ )计算结果与方程式(15)比较.从图中可以看出,除最大径向距离(15)式计算结果明显减小外,其它部分的差别不大.径向距离减小的原因是公式(15)的计算中已考虑了二次电子发射角分布,而不是认为所有的二次电子都是垂直于径迹方向发射的。

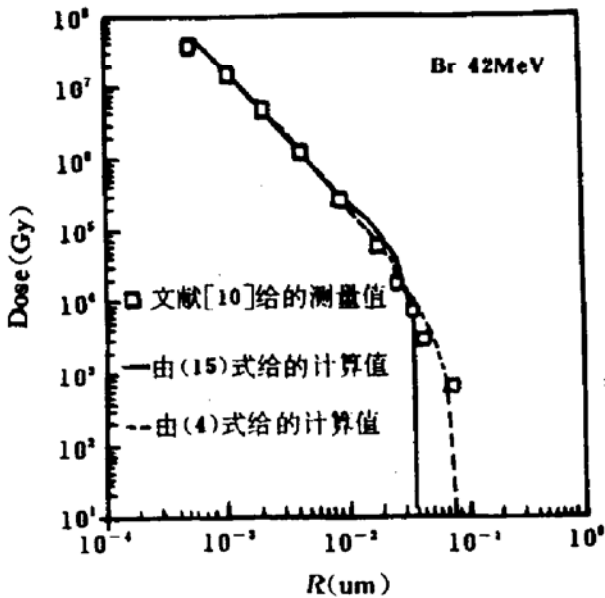


图 1 42MeV 的<sup>35</sup>Br 离子在水中的能量沉积.——为公式(15)的计算结果,---为公式(4)的计算结果,□表示实验数据点<sup>[10]</sup>

对于较高能量的入射粒子,例如 38.4 MeV 的 O 离子和 377/u 的 Ne 离子,公式(4)和(15)的计算结果与实验点见图 2. 总的来说,两个公式的计算结果与实验符合得比较好,但是在径向距离 0.1~10nm 的径向距离内,公式(15)的计算结果比(4)式与实验符合得比较好.其原因主要是公式(15)的计算中采用了与实验符合得较好的射程能量公式。

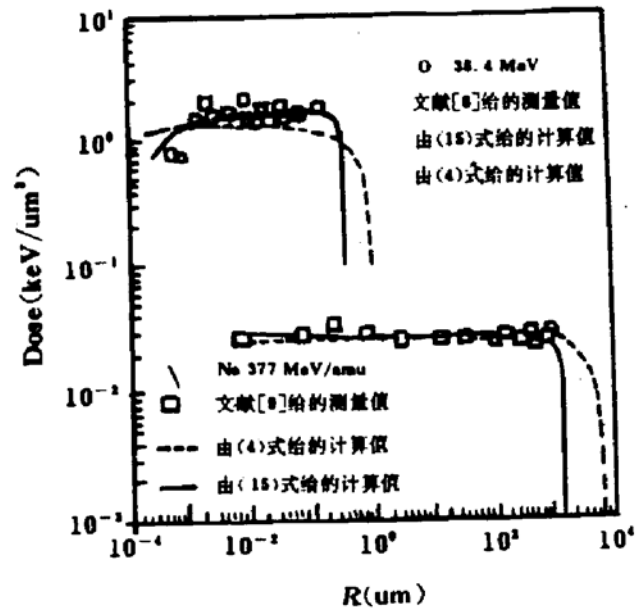


图 2 38.4MeV 的<sup>16</sup>O 和 377MeV/u <sup>20</sup>Ne 离子在水中的能量沉积.——表示公式(15)的计算结果,---表示公式(4)的计算结果,□表示实验数据点

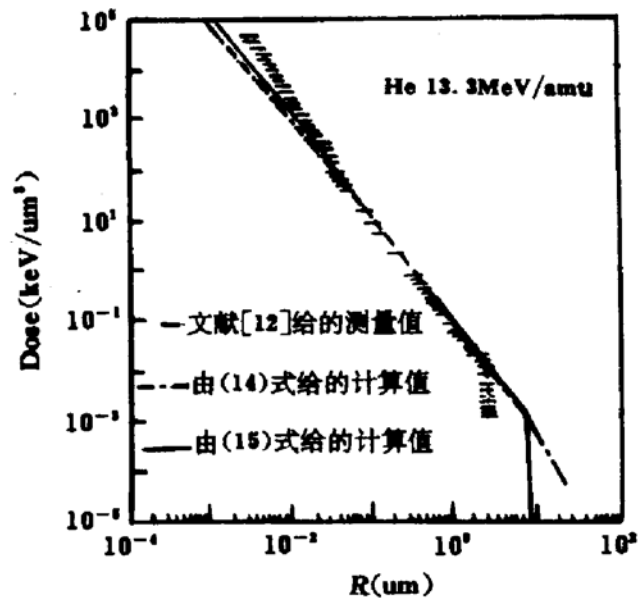


图 3 18.3MeV/u 的<sup>4</sup>He 离子的径向剂量分布.——为公式(15)的计算结果,---为公式(4)的计算结果,□为 Kanai 的实验数据<sup>[12]</sup>

图 3 给出了公式(4)和(15)的计算结果与 Kanai<sup>[12]</sup>的 18.3MeV/u He 离子径向剂量分布实验数据的比较.可看出,公式(15)的计算结果与实验符合得较好,特别是在最大的径向距离处,实验值为  $2.73 \pm 1.67 \mu\text{m}$ ,公式

(15)的计算结果为  $9.02\mu\text{m}$ ,而公式(4)的计算值为  $28\mu\text{m}$ .

Katz 等人<sup>[14]</sup>用修正公式计算了 C、Al 和 Fe 等重离子在 Si 中的径向剂量分布,并和 Monte Carlo 计算结果作了比较,也得出了比较符合的结果.

总的来说,基于经典的二体碰撞理论和对数多项式的二次电子射程与剩余能量关系的能量沉积模型,用数值计算方法,给出了与实验符合得较好的离子径迹周围的径向剂量计算结果.究其原因,是因为这一对数多项式的射程能量关系式比幂函数能在更宽的能量范围与实验结果相符合.而幂函数射程能量公式采用电子能量小于  $1\text{keV}$  时  $\alpha=1.079$ ,大于  $1\text{keV}$  时  $\alpha=1.667$  的分段拟合,对能量较低的重离子剂量计算影响较大.此外,从图(1)、(2)和图(3)还可看出,在离径迹中心较大距离处,计算结果与实验值比较符合,这可能是由于计算中考虑了二次电子的发射角所致.高速离子与原子的外层电子相碰撞所产生的二次电子是有一角分布的.射程较大的二次电子初始能量较高,所以发射角较小,其最大径向距离也比垂直发射小.而(4)式的推导过程中,假定所有的二次电子都是与径迹成垂直方向发射的.因此,计算得出的同一

入射能量的离子的  $\delta$  射线的最大径向距离比公式(15)计算结果小 3~5 倍.改进对 katz 模型中的重离子失活截面的计算有重要的意义,特别是在径迹的末端.

## 参 考 文 献

- 1 Butts J J, et al. Radiat. Res., 1967,30:855
- 2 Fain J, In 4th Symp., Verbania-Pallanza, Italy, 1974, 169
- 3 Zhang Chunxiang, et al. Radiat. Prot. Dosi., 1985, 13:215
- 4 Zhang Chunxiang, Radiat. Prot. Dosi., 1994,52:93
- 5 Wingate C L, et al. Radiat. Res., 1976,65:1
- 6 Varma M N, et al. In 4th Symp., Verbania-Pallanza, Italy, 1974,75
- 7 Varma M N, et al. Radiat. Res., 1975,62:1
- 8 Varma M N, et al. Radiat. Res., 1980,81:335
- 9 Varma M N, et al. Physics. Med. Biol., 25, 1980, 25:651
- 10 Varma M N, Nucl. Tracks and Radiat. Meas., 1989, 16:141
- 11 Kanai T, et al. Radiat. Res., 1987,112:426
- 12 Metting N F, et al. Radait. Res., 1988, 116:183
- 13 Waligorski M P R, et al. Nucl. Tracks. Radiat. Meas., 1986, 11:309
- 14 Katz R, et al. Radiat. Effects and Defects in Solid, 1989,114:15

## Track Structure and Radial Dose Distribution around Path of a Heavy Ion

Zhang Chunxiang Luo Daling

(Department of Physics, Zhongshan University, Guangzhou 510275)

**Abstract** The progress of the experiments and the calculations of radial dose distribution based on the continueing slowing-down method was reported in this paper.

**Key Words** track structure radial dose distribution