

低能粒子加速器的辐射场

朱连芳

一、前言

加速器的辐射场主要来源于加速器运行期间产生的次级辐射。不同类型的加速器产生的次级辐射的种类和强度不尽相同。

加速器屏蔽设计主要依据其可能产生的最大次级辐射强度。因此屏蔽厚度的确定必须综合考虑加速粒子的种类、能量、束流强度以及靶材料的性质等各种因素。同时还应考虑相邻区域的类型和人口密度,以便使周围群体的集体剂量当量保持在可以合理做到的尽可能低的水平,并保证个人所接受的剂量当量不得超过相应的剂量当量限值。

加速器的环境影响主要来源于次级辐射的泄露和次级辐射产生的感生放射性向周围环境的排放。前者通过合理的屏蔽设计可以避免,后者要求对感生放射性核素控制排放,使其对周围居民的影响减小到可合理达到的尽可能低的水平。

本文试图对加速粒子单核能小于100 MeV的低能粒子加速器的辐射场给出一种估算方法。其对加速器的屏蔽设计、环境影响估价及加速器辐射事故的剂量估算等方面是有用的。这种方法在我所分离扇重离子加速器的环境影响估价及辐射防护设计和我所1.5米回旋加速器的辐射安全评价中得到了应用。

二、次级中子产额的估算

加速器运行过程中加速粒子同加速器部件和靶材料的相互作用产生的次级中子和 γ 射线,必然会对加速器运行人员和实验室周围环境造成辐射危害。次级中子对空气、冷

却水和加速器部件的活化产生的感生放射性物质还有可能造成周围环境的污染。对低能粒子加速器而言,加速器的屏蔽设计、快中子剂量场和热中子剂量场的估算,无不和次级中子产额密切相关。这里试图根据带电粒子与物质相互作用的理论,给出一种次级中子产额的估算方法。

设 $Y_i(E)$ 为能量为 E 的入射粒子同原子密度为 N 的靶材料发生核反应的几率,即单个粒子的反应产额,则^[1]

$$Y_i(E) = \int_0^E \sigma(E) - \left(\frac{dE}{dx} \right) \quad (1)$$

这里 $\sigma(E)$ 为反应截面,且

$$\sigma(E) = \pi R^2 \left(1 - \frac{V_c}{E} \right) \quad (2)$$

$$\text{上式中, } R \approx 1.5(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \cdot 10^{-13} \text{ (cm)} \quad (3)$$

$$V_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} = 0.96 \frac{Z_1 Z_2}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} \text{ (MeV)} \quad (4)$$

A_1, A_2 分别为入射粒子和靶核的质量数, Z_1, Z_2 为其原子序数。

(1)式中, $-\left(\frac{dE}{dx}\right)$ 为电离损失,且^[2]

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = \frac{4\pi Z_1^2 e^4 N Z_2}{U^2 m_e} \left[\ln \frac{2U^2 m_e}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (5)$$

当忽略相对论效应时,

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = \frac{4\pi Z_1^2 e^4 Z_2}{U^2 m_e} \ln \frac{2U^2 m_e}{I} \quad (6)$$

上式中 e 为电子电量; m_e 为电子质量; I 为靶物质中电子的平均电离电势,对于单质, $I \approx CZ_e$,其中对于轻元素 $C \approx 11.5\text{eV}$;

对于重元素, $C \approx 8.8\text{eV}$; U 为入射粒子运动速度, 且

$$U^2 = \frac{2E}{M_1} \quad (7)$$

M_1 为入射粒子质量, 且 $M_1 \approx A_1 \times 1.8 \times 10^3 m_0$.

$$\text{设 } x = 2.22 \times 10^3 \frac{E}{A_1 c Z_2};$$

$$x_c = 2.22 \times 10^3 \frac{V_c^2}{A_1 c Z_2}; \text{ 考虑到入射粒子}$$

能量小于库仑位垒时, 不会发生核反应, 则

$$Y_i(E) = 6.17 \times 10^{11} \frac{(A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}})^2 A_1 c^2 Z_2}{Z_1^2} \times \int_{x_c}^x \frac{x}{\ln x} dx - 1.31 \times 10^{-7} \times \frac{(A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}}) Z_2 c}{Z_1} \int_{x_c}^x \frac{dx}{\ln x} \quad (8)$$

根据(8)式, 我们计算了 $p, D^+, \alpha^{2+}, {}^{12}\text{C}^{4+}, {}^{14}\text{N}^{4+}, {}^{16}\text{O}^{5+}$ 等各种入射粒子轰击 $\text{Be}, \text{C}, \text{Al}, \text{Fe}, \text{Cu}, \text{Ag}, \text{Ta}, \text{Pb}$ 和 U 等各种靶材料时, $Y_i(E)$ 随入射粒子能量 E 的变化曲线。图1为 我所原1.5米回旋加速器加速的几种粒子之 $Y_i(E)$ 随靶核质量数 A_2 的变化曲线。由图可以看出, 当加速轻粒子时, 由于入射粒子的单

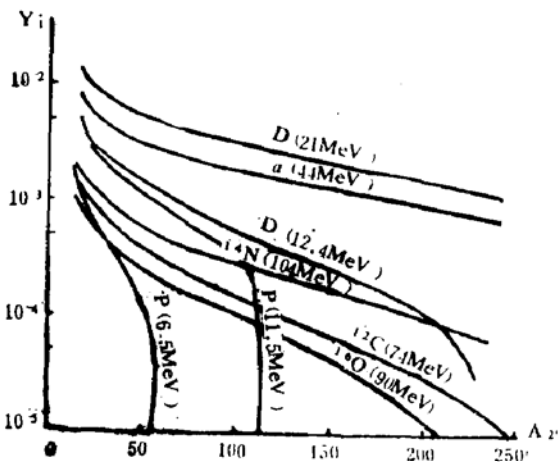


图1. 加速各种粒子轰击不同靶材料时, 反应产额 $Y_i(E)$ 随靶核质量数 A_2 的变化曲线。

核能比较高, 反应产额 $Y_i(E)$ 也较高, 当加速 ${}^{12}\text{C}^{4+}, {}^{14}\text{N}^{4+}$ 和 ${}^{16}\text{O}^{5+}$ 等重粒子时, 由于入射粒子的单核能比较低, $Y_i(E)$ 也随之降低。实际上, 我所原1.5米回旋加速器改为加速重粒子以后, 次级辐射强度约降低二个数量级。

设 I 为以微安表示的入射粒子流强, Nq 为入射粒子电荷数, ν 为每次核反应可产生的平均中子数, 则加速器运行时在靶上产生的次级中子产额 $J_n(\text{sec}^{-1})$ 可由下式求出:

$$J_n = 3.8 \times 10^{24} \frac{I \nu (A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}}) A_1 c^2 Z_2}{N_0 Z_1^2} \times \int_{x_c}^x \frac{x}{\ln x} dx - 8.1 \times 10^5 \frac{I \nu (A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}}) Z_2 c}{N_0 Z_1} \int_{x_c}^x \frac{dx}{\ln x} \quad (9)$$

通常 ν 值的确定可以通过理论计算, 也可通过实验测定给出^[3,4]。图2为根据实验数据推算出的74MeV的 ${}^{12}\text{C}^{4+}, 90\text{MeV}$ 的 ${}^{16}\text{O}^{5+}$ 和 141MeV的 ${}^{14}\text{N}$ 轰击各种靶材料时, ν 值随 A_2 的变化曲线^[5,6]。

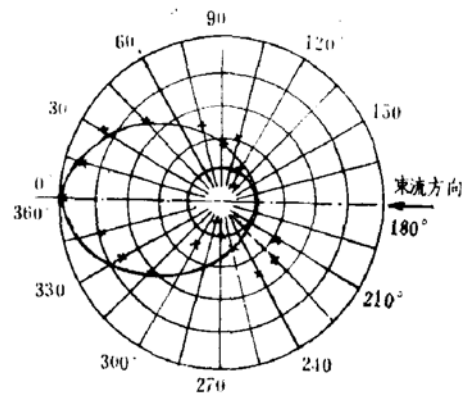


图2. 用74MeV的 ${}^{12}\text{C}^{4+}, 90\text{MeV}$ 的 ${}^{16}\text{O}^{5+}$ 和 141 MeV的 ${}^{14}\text{N}$ 轰击各种靶时, ν 与 A_2 的关系曲线。

三、快中子剂量场的估算

加速器运行过程中产生的辐射场是非常复杂的, 其与束流种类、强度、能量以及束

流运输过程中的损失情况、靶材料的性质等许多因素有关。准确地测定加速器大厅内某一点的辐射强度和能谱,是很困难的。因此,给出一种加速器剂量场的估算方法,对评价加速器运行中的辐射安全状况,对加速器辐射事故的剂量估算都是有用的。

测量表明^[1,6],加速器大厅内以靶为中心,次级中子通量密度的空间角分布近似为一个椭球,椭球的几何中心不在靶点上,而是沿着束流方向平移了一段距离。在与束流垂直的平面上,次级中子通量密度的角分布基本是各向同性的。这样,次级中子通量密度 $\phi_n(\text{cm}^{-2}\cdot\text{sec}^{-1})$ 在沿着束流方向的平面上的角分布可用下式表示:

$$\phi_n(Q, R) = \frac{J_n}{4\pi R^2 \sqrt{ab}}$$

$$\frac{bh\cos\theta + \sqrt{ab}[(h^2 - a + b)\cos^2\theta - h^2 + a]}{a + (b - a)\cos^2\theta} \quad [11]$$

上式中, θ 为与束流方向的夹角, R 为距靶心距离, a 、 b 、 h 为描述次级中子通量密度角分布的特征常数, 其中 a 、 b 为椭圆长、短轴, h 为椭圆几何中心距靶心距离。 a 、 h 随着加速粒子单核能的增加而增加。 b 正好相反, 随着加速粒子单核能的增加而减少。图 3 给出 90MeV 的 $^{16}\text{O}^{5+}$ 轰击厚铜靶时次级中子通量密度沿束流方向的平面上的角分布。

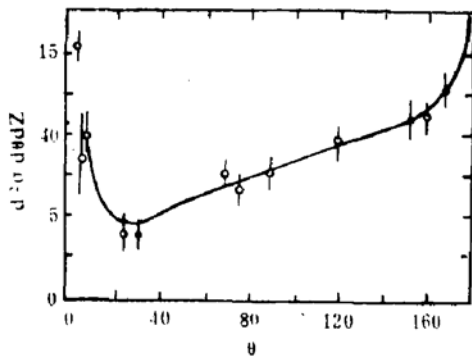


图3. 90MeV的 $^{16}\text{O}^{5+}$ 轰击厚铜靶时,次级中子通量密度的角分布。

加速器运行期间产生的次级中子能谱是很复杂的。不同能量的中子其剂量当量转换

因子是不同的。通常1~10MeV的中子,每18个中子/ $\text{cm}^2\cdot\text{sec}$ 可产生0.025mSv/hr的剂量当量^[4]。

四、热中子剂量场

设 $\phi_T(\text{cm}^{-2}\cdot\text{sec}^{-1})$ 为加速器大厅内平均热中子通量密度,则^[4]

$$\phi_T \approx \frac{1.25J_n}{S} \quad (12)$$

S 为大厅内表面积(cm^2)。一般280热中子/ $\text{cm}^2\cdot\text{sec}$ 相当于0.01mSv/hr的剂量当量率^[4]。因此和快中子相比,热中子对加速器大厅剂量场的贡献要小的多。

五、 γ 剂量场

由于次级 γ 射线的产生机制很复杂,因此很难给出 γ 剂量场的估算方法。我们测量了在我所原1.5米回旋加速器上用不同粒子轰击厚铜靶时,在与束流成 110° 方向上,距靶310cm处的 γ 剂量率和快中子剂量率。结果发现和快中子相比, γ 射线对剂量场的贡献要小的多。在加速重粒子时,要小一个数量级,在加速轻粒子时,约小2倍以上。

我们测量了用氢分子束轰击厚铜内靶时,在距主磁场线圈1m处测得的 γ 剂量率随束流强度的变化。结果发现, γ 剂量率与束流强度基本成正比关系。

在加速器运行过程中的 γ 剂量场是有很强的方向性的。我们测量了用氢分子束轰击厚铜靶时的 γ 剂量场分布。结果表明,由于主磁铁本身的自屏蔽效应,在主磁铁两侧 γ 剂量最低。

另外,在加速器锻炼D电极时,主要产生X射线和 γ 射线。测量表明, γ 剂量率随加速电压的升高而增加,当周期一定时,随着加速电压持续时间的增加而增加。

六、冷却水中活化产物浓度的估算

通常加速器有内、外循环的两套冷却水系统。内循环水系统用于冷却靶构件和磁铁真空系统，采用闭式循环，水质要求很高，为二次蒸馏水或去离子水。外循环水系统为同内循环水进行热交换的自来水系统，其本身并不流经加速器大厅或靶室，不会受到活化。只有内循环水冷却靶构件时，受到强烈活化，主要活化反应为 $^{16}\text{O}(n,2n)^{16}\text{O}$ ， $^{16}\text{O}(n,p)^{16}\text{N}$ 等。

考虑到内循环水在每次循环中，只有通过靶构件时，才受到强烈活化，在其余时间发生活化产物的自行衰变，设 V 为内循环水的总体积 (cm^3)， u 为内循环水的平均流量 (M^3/sec)， τ 为活化产物的平均寿命 (sec)，当 $V/u \gg \tau$ 时，可按下式计算内循环水经过多次循环以后达到平衡状态的活化产物浓度 (Bq/l)：

$$C = \frac{J_n N_0 \sigma \times 10^3}{2S} \cdot \frac{u_i}{u} (1 - e^{-\lambda \frac{V_i}{u_i}}) e^{-\lambda \frac{V - V_i}{u}} (1 - e^{-\lambda \frac{V}{u}}) \quad (13)$$

上式中， J_n 为靶头上的中子产额 (sec^{-1})， N_0 为 ^{16}O 在水中的原子密度 (cm^{-3})， σ 为活化反应截面 (cm^2)， S 为靶垂直于束流方向的截面积 (cm^2)， u_i 为内循环水历经靶头冷却室时的流量 (cm^3/sec)， V_i 为靶头冷却室体积 (cm^3)， λ 为活化产物衰变常数 (sec^{-1})。

七、空气中活化产物浓度的估算

次级中子对空气的活化主要以热中子俘获和 $(n,2n)$ 反应为主。对于半衰期小于 1 分钟的活化产物，如 ^{10}C 、 ^{15}C 、 ^{16}N 、 ^{17}N 和 ^{14}O 等核素，因其半衰期过短，因此在加速器运行期

间积累量有限，且在加速器停机后的很短一段时间就可衰变完全。因此从辐射安全角度来看，这些活化产物是可以忽略的。另外，对于半衰期过长的活化产物，如 ^{14}C 等，因其相对活性太小，也可不予考虑。这样，那些中等半衰期生成截面较大的核素，如 ^{11}C 、 ^{15}N 、 ^{15}O 、 ^{41}Ar 等，必须加以认真考虑。

快中子活化产物浓度的估算

设 τ 为活化产物平均寿命， T 为加速器运行时间，当 $T \gg \tau$ 时，可根据下式计算空气中快中子 $(n,2n)$ 反应产生的活化产物浓度：

$$C = 10^3 \times \frac{\lambda J_n N_0 \sigma \bar{R}}{V \lambda + u} \quad (\text{Bq/l}) \quad (14)$$

这里 J_n 为次级中子产额 (sec^{-1})， N_0 为靶核在空气中的原子密度 (cm^{-3})， σ 为反应截面 (cm^2)， \bar{R} 为加速器大厅各墙壁及地板、天花板距靶的平均距离 (cm)， V 为加速器大厅或靶室的体积 (cm^3)， u 为通风速率 (cm^3/sec)， λ 为活化产物衰变常数 (sec^{-1})。

热中子活化产物浓度计算

同样，当 $T \gg \tau$ 时，可根据下式计算 (n,r) 反应产生的热中子活化产物浓度 (Bq/l)：

$$C = 10^3 \frac{\lambda \phi_r \sigma N_0 V}{V \lambda + u} \quad (15)$$

这里 ϕ_r 为加速器大厅内平均热中子通量密度 ($\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$)。

参考文献

- [1] H.A. 伏拉索夫著，周沛平译，《中子》，高等教育出版社，1959.12
- [2] 梅镇岳著，《原子核物理学》，科学出版社，1961
- [3] N. Metropolis, et. al, Physical Review, vol. 110, No.1, p.185, 1958.4
- [4] H. Wade Patterson, Ralph H. Thomas, Accelerator Health Physics, Academic Press New York and London, 1973
- [5] E. Segre, P. Morrison, B. T. Feld, Experimental Nuclear Physics Vol. II. John Wiley and Sons, Inc, New York, 1953

[6]马受武等,《辐射防护》,中国核学会辐射防护学会第一次学术交流会论文选编, p. 46-51, 原子能出版社, 1982.6

[7]J. B. Marion, J. L. Fowler, Fast Neutron Physics Part 1, Interscience Publishers Inc., New York, 1960