估算高能加速器横向屏蔽的 Moyer 模式

朱连芳 苏有武 陈学兵
(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

摘 要 简述了 Moyer 模式的提出、发展及完善过程，给出了 Moyer 模式三参数的实验确定方法，叙述了利用 Moyer 模式计算类点源及无限均匀线源的屏蔽方法.

关 键 词 Moyer 模式 高能加速器 横向屏蔽

高能加速器屏蔽设计通常分二个阶段进行. (1) 在最简化的几何条件下，利用半经验模式估算屏蔽厚度；(2) 根据最终严格确定的加速器参数，用涉及到蒙特卡罗技术的数学方法，计算屏蔽体中电磁和轻子级联现象，来验证和修改第一阶段的计算结果. Moyer 模式是一种半经验的模式，由于其简单、直观，并能给出高能轻子在穿过屏蔽体时的清晰的物理图像，因而在高能加速器屏蔽设计中得到了广泛的应用[1].

1 Moyer 模式的由来和数学表达

1954 年，美国加利福尼亚大学劳伦斯伯克利实验室的 Bevatron 高能质子加速器的束流强度首次达到 10^{10} p/s. 随着束流强度和能量的增加，次级辐射水平也跟着增加，而加速器周围环境的屏蔽，尤其是加速器大厅顶部的屏蔽，显得很不够了. 根据加速器控制室及周围环境的辐射水平，给定了 10^{11} p/s 的上限. 在对辐射场进行连续监测及对水泥屏蔽性质的深入研究基础上，Moyer B J 教授给出了束流强度增加到 10^{13} p/s 时所需屏蔽的半经验公式估算方法[2,3]. Destaebler H[4]在利用这一半经验公式计算斯坦福 20 GeV 的电子直线加速器的屏蔽需求时，首先将这一方法称之为 Moyer 方法或 Moyer 模式.

Stevenson G R 等人[5]在总结过去文献的基础上，为 Moyer 模式的数学表达赋予了清晰的物理思想内含. 首先考虑质子与薄靶相互作用的点源情况. 如图 1 所示，假定中子是唯一考虑的屏蔽外表面的次级辐射粒子，则屏蔽外表面的辐射水平可写为

$$H = \frac{1}{r^2}\int F(E)B(E,\theta)\exp\left[-\frac{d(\theta)}{\lambda(E)}\right] \cdot \frac{d^2n(E,\theta)}{dEd\Omega}dE \qquad (1)$$

这里，r 为考察点到源的距离；d 为屏蔽层厚度；E 为次级中子能量；$F(E)$ 为中子注量与当量剂量转换因子；λ 为中子有效消除自由程；$B(E,\theta)$ 为累积因子；$d^2n/dEd\Omega$ 为在立体角 Ω 处和能量为 E 时，单位立体角和单位能量区间的中子产额. 当将能量 E 划分为 i 个区间时，则 (1) 式可改写为

$$H = r^{-2}\sum_i B_iF_i\exp\left(-\frac{d}{\lambda_i}\right)\left(\frac{dn}{d\Omega}\right)_i \qquad (2)$$

当束流与靶相互作用时，将产生一定数量的能量大于 150 MeV 的高能粒子，同时伴随有许多低能粒子. 高能粒子将在屏蔽体中产生轻子级联. 由于高能介子和质子在轻子级联反应中具有与高能中子非常近似的截面，因此它们全可以被称为级联增值体 (Propagators). 低能组份在通过屏蔽体时，其强度按指数规律迅速降低. 因此屏蔽体外表面的当量剂量将正比于高能轻子的注量率. 因此，Moyer 模式的实质是加速器外表面某点的当量剂量的大小，主要取决于初始核反应 (在靶上) 产生的高能 ($E>150$ MeV) 级联粒子的线性

1995 - 05 - 02 收稿.

级联增值，由倍增因子可以估计粒子的累积因子，而级联粒子在屏蔽体中的减弱长度是与能量无关的. Moyer 做出的最重要的贡献是根据高能质子加速器屏蔽体外的辐射场性质，把方程（2）近似地看作为能量大于 150 MeV 的单能中子组. 可以认为

$$\int \frac{d^2 n(E,\theta)}{dE\,d\Omega} dE = g(\theta) \tag{3}$$

$g(\theta)$ 为能量大于 150 MeV 的轻子的角分布函数. 考虑到与束流方向垂直的横向屏蔽厚度主要取决于在 60°～120°之间所出射的高能轻子，因此可以假定在这个角度范围内轻子谱基本上是不变的，因此 $B(E,\theta)$ 大大减小了角关联，可近似看作为 $B(E)$. 又因考虑的是>150 MeV 的轻子谱，当用 $m(E_p)$ 代替 $B(E)$ 时，对于给定的靶材料和初始质子能量 E_p，$m(E_p)$ 可看作常数，则

$$\Phi(E > 150\ \text{MeV}) = g(\theta) r^{-2} \exp\left(-\frac{d}{\lambda}\right) m(E_p) \tag{4}$$

对于处于平衡状态的级联反应，总的当量剂量 H 正比于能量大于 150 MeV 的轻子通量

$$H = K\Phi(E > 150\ \text{MeV}) \tag{5}$$

在考虑的 60°～120°的立体角范围内，可以得到如下的近似公式

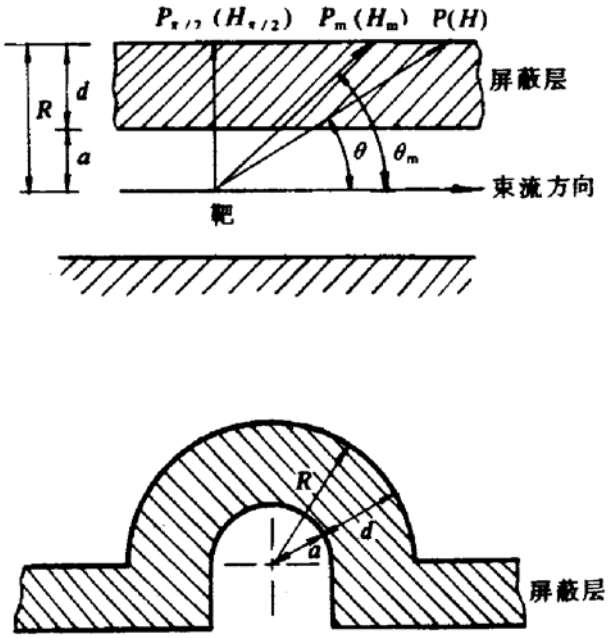

图 1　在进行 Moyer 模式计算时涉及到的加速器束流通道的几何条件

$$g(\theta) = c\exp(-\beta\theta) \tag{6}$$

综合上列各式，可得

$$H = Kcm(E_p) r^2 \exp(-\beta\theta) \exp\left(-\frac{d}{\lambda}\right) \tag{7}$$

用实验确定的 $H_0(E_p)$ 代替（7）式中的所有常数，可得

$$H = H_0(E_p) r^{-2} \exp(-\beta\theta) \exp\left(-\frac{d}{\lambda}\right) \tag{8}$$

（8）式就是 Moyer 模式的数学表达式.

2　Moyer 模式的参数确定

Moyer 模式的三参数 $H_0(E_p)$、β 和 λ 必须通过屏蔽实验确定. $H_0(E_p)$ 相关于入射质子的初始能量，λ 相关于屏蔽材料的选择.

2.1　H_0 的确定

Stevenson G R 等人[5]综合了 CERN、Rutherford Laboratory、Argone National Laboratory 和 Brookhaven National Laboratory 等多个实验室的屏蔽实验数据，给出了 $H_0(E_p)$ 的经验公式和 H_0-E_p 的关系曲线.

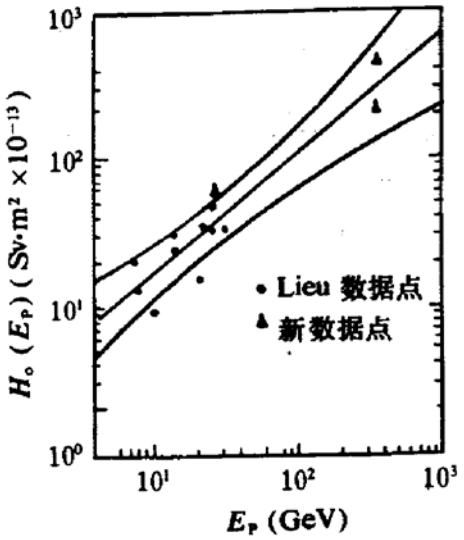

图 2　$H_0(E_p)$ 与质子能量之间的关系曲线[7]

Lieu K L 等人[6]对收集到的数据进行了统计回归分析，认为必须进一步增加新的实验数据，尤其是 100～500 GeV 能区的屏蔽实验数据，将会改善回归分析质量. Thomas R H 等

人[7]在 Lieu 等人的工作基础上，增加了 Cossait[8]等人的新的实验数据，重新进行了 H_0-E_p 的统计回归分析. 图 2 为 Thomas 给出的 H_0 (E_p) 随 E_p 的变化曲线. 图中的圆点为 Lieu 用过的原有数据点，三角形点为新增加的数据点，实线表示回归分析直线：$H_0(E_p)=2.8\times10^{-13}E_p^{0.80}$，细线为 95%可信度区间. H_0 (E_p) 的解析表达式为

$$H_0(E_p)=KE_p^m \tag{9}$$

$K=(2.84\pm0.14)\times10^{-13}$　$m=0.80\pm0.10$

图中给出了 95%的可信度范围. 目前这是 H_0 的最好结果.

2.2　β 的确定

Stevenson[5]根据多个实验室的屏蔽实验数据，求出 β 的平均值为 2.3±0.1. 他们同时发现，在能量 3.7 GeV～23 GeV 范围内，随后在 225 GeV 的屏蔽实验中证实，β 值与入射质子的能量无关.

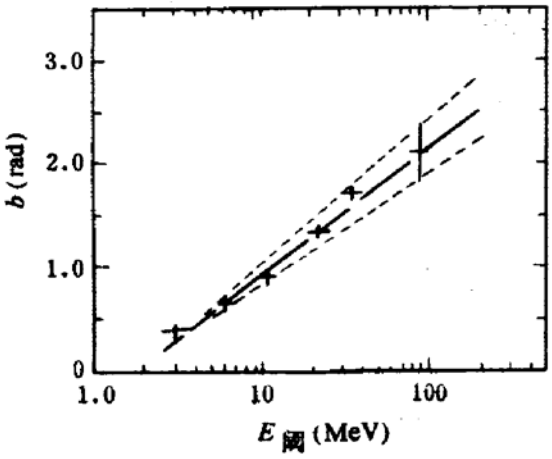

图 3　角关联参数 b 随反应阈能的变化曲线

Levine 等人[9]综合了 CERN 等不同实验室的实验数据，给出了用一系列不同阈能的活化探测器和剂量计测定 8 GeV 的质子束流轰击铜靶时的次级粒子角分布. 图 3 给出了角关联参数 b 随活化片反应阈能的变化关系. 由图可以求出当能量为 150 MeV 时，b 值约为 2.5±0.3，这和 Stevenson 确定的 β 平均值相一致.

2.3　λ 的确定

Stevenson[5]给出了普通水泥和土壤的 λ 值为 1 170 kg·m^{-2}，λ_{Fe} 值约为 1470 kg·m^{-2}，Mccaslin[1]给出了下面的经验公式

$$\lambda=\left[\frac{A}{A_E}\right]^{1/3}\lambda_E \tag{10}$$

A_E 为土壤的有效质量数 ($A_E=20.4$，SiO_2 和 H_2O 的重量比为 95%：5%)，λ_E 为土壤的减弱长度，其值为 1 170±20 (kg·m^{-2}).

3　束流类点源损失的屏蔽计算

令 $l=d/\lambda$，其为屏蔽的减弱倍数. θ_m 为屏蔽外表面最大剂量点与屏蔽方向的夹角. 将方程 (8) 对 θ 微分，并令其等于零，可得

$$l\cot\theta_m\csc\theta_m-\beta+\cot\theta_m=0 \tag{11}$$

通常 $0<\theta_m<90$，经约化和近似，可得[1]

$$H_m=0.0593\frac{H_0N\exp(-l)}{R^2}l^{-0.245} \tag{12}$$

这里 N 为阻滞于靶中的质子数. H_m 的量纲为 Sv，$R=a+d$ (图 1). 通常在进行屏蔽设计时，根据屏蔽体外的剂量限值确定 H_m，随后计算出所需的 d 值.

4　无限均匀线源的计算

令 S 为无限均匀线源的每米损失的质子数，则[10]

$$H_\infty=\frac{H_0S}{R}\int_0^\pi\exp(-\beta\theta)\exp(-l\csc\theta)\mathrm{d}\theta \tag{13}$$

H_∞ 的量纲为 Sv. 令

$$M(\beta,l)=\int_0^\pi\exp(-\beta\theta)\exp(-l\,\mathrm{cosec}\theta)\mathrm{d}\theta \tag{14}$$

称为 Moyer 积分. 令 $\eta=L/R$，则可得[1]

$$\frac{H_\infty}{H_m}=\eta B(l) \tag{15}$$

其中

$$B(l)\approx0.44+0.12l-0.0028l^2 \tag{16}$$

(15) 式给出类似点源和无限均匀线源之间的剂量关系.

5 结束语

Moyer 积分作为一种半经验方法，在高能质子加速器的屏蔽设计中不断得到完善和发展. 近期在电子直线加速器的屏蔽设计中，Moyer 模式也进行了初步尝试[4]. 在美国现已下马的 Superconducting Super Collidor 的辐射屏蔽预研究中，也使用了 Moyer 模式[1]. Moyer 模式的核心是当次级粒子的能量大于 150 MeV 时，三参数 H_0、β 和 λ 可以被近似地看作常数. 对此，虽有人进行 Monte Carlo 模拟计算时，提出了不同看法，但 Moyer 模式作为一种半经验方法，以其简单、直观、物理图像清晰而确立了其不可动摇的地位.

参 考 文 献

1 Mccaslin J B, et al. Nucl. Instrum. Methods, 1987, A256: 418

2 Moyer B J. Lawrence Berkely Laboratory, University of California, Report VCRL-9729, 1962

3 Patterson H W, Thomas R H. Accelerator Health Physics, (Academia Press, New York, 1973

4 Destaebler H. SLAC9, Stanford University, California, 1962

5 Stevenson G R, et al. Health Physics, 1982, 43 (1): 13

6 Lieu Kuei—lin, et al. Health Physics, 1984, 46 (3): 674

7 Thomas R H, et al. Health Physics, 1984, 46 (4): 954

8 Cossairt J D, et al. Nucl. Instrum. Methods, 1982, 197: 465

9 Levine G S, et al. Particle Accelerators, 1972, 3: 91

10 Routti J T, et al. Nucl. Instrum. Methods, 1969, 76: 157

Moyer Model for Evaluation of Transvers Shielding of High Energy Accelerator

Zhu Lianfang Su Youwu Chen Xuebing

(*Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou* 730000)

Abstract Suggestion, development and perfection of Moyer model are described. The methods of experimental determination of H_0 (E_p), β and λ are given. Application of Moyer model for calculation of transverse shielding of point—like sources and infinite uniform line sources are represented.

Key Words Moyer model high energy accelerator transverse shielding