

# 硅微条探测器性能的 Monte-Carlo 模拟\*

祁 鸣 杜胜望 王晓华

(南京大学物理系, 210093, 南京)

**摘 要** 利用 Monte-Carlo 计算机模拟技术, 对拟用于北京 Tau-Charm 工厂前端探测系统的硅微条探测器的物理性能进行了探讨; 并为在我国研制高质量的硅微条探测器的可行性取得了一些初步的实验依据.

**关键词** Monte-Carlo, 模拟, 硅微条, 探测器, 物理性能

**分类号** O572.212

## 0 前 言

为了进一步发展我国的高能物理研究, 北京正在进行 Tau-Charm 工厂的预研工作. T-C 工厂的建造, 对于如:  $\tau$ -轻子、带 Charm(粲)的介子、重子、及由夸克和胶子构成的强子等一系列基本粒子的精确而不寻常的研究, 将提供一个最优化的实验条件. 作为 T-C 工厂的前向探测器中极其重要的硅微条探测器, 它在 T-C 工厂中的主要作用则是利用 Bhabha 散射测定弹性散射电子的角分布, 以此来精确测定对撞机的亮度. 按照 T-C 工厂的要求, 对于束流亮度测定的精度要高于 0.1% 以上. 为了达到这个目的, 要求探测器的性能要满足: (a). 分辨率高,  $\delta r < 30\mu\text{m}$ ,  $\delta z < 200\mu\text{m}$ ; (b). 径迹重建后, 假径迹要少, 这就要求探测器的本底噪音要低.

然而, 从硅微条探测器的制作角度来看, 似乎条纹间距越小, 分辨率越高. 但是条纹间距的减少就会增加相邻条纹间互相干扰的几率, 同时也增加了电子学读出线路部分的困难. 因此, 希望通过 Monte-Carlo 模拟运算, 得到最佳的条纹间距; 同时, 也希望通过 Monte-Carlo 模拟产生的空间 hits, 加上本底噪音和相互之间的感应, 用径迹重建方法来确定硅探测器的探测效率和假径迹. 为此, 我们利用计算机对于硅微条探测器的一些基本性能和参数进行了初步的模拟运算, 已得到一些令人感兴趣的模拟结果.

\* 中国北京 BEPC 国家实验室可行性研究资助项目

收稿日期: 1996-09-20

第一作者简介: 祁鸣, 男, 1952 年 10 月生, 副教授, 晶体物理专业, 已发表“调制结构 TGS 晶体的生长研究”等论文

# 1 Monte-Carlo 模拟的工作原理

## 1.1 关于散射电子对的动力学分析

### 1.1.1 弹性散射

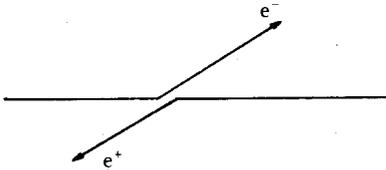
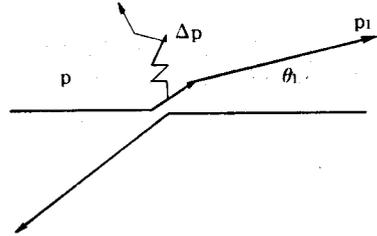


图 1 正、负电子对撞实验示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the positron-electron collision experiment



2、图 2 非弹性散射过程示意图

Fig. 2 Schematic diagram of the inelastic scattering process

正负电子对撞实验在高能物理中占有十分重要的地位(图 1),正负电子相互作用纯粹是电磁过程,没有强相互作用本底的干扰.理论上能精确计算作用截面的相互作用过程是小动量转移的 QED 过程<sup>[1]</sup>,其中可用作亮度测量的有小角度 Bhabha 散射和单、双韧致辐射.前者为弹性散射,后者为非弹性散射.所谓弹性散射,即电子对的能量、动量在散射前后保持不变.而非弹性散射由于在散射过程中辐射了光子,所以电子对的能量、动量不再守恒.

对于小角度 Bhabha 散射,则是测量束流亮度最常用的方法,其微分散射截面为<sup>[2]</sup>:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} \left[ \frac{10 + 4x + 2x^2}{(1-x^2)} - \frac{2(1+x)^2}{1-x} + (1+x^2) \right] \quad (1.1)$$

其中,  $x = \cos\theta$ ,  $\theta$  是散射电子相对于入射束的夹角,  $\alpha$  是精细结构常数,  $s$  为质心坐标系总能量的平方.

1.1.2 非弹性散射 考虑散射过程中某一电子以一定概率放出一个光子,损失了动量  $\Delta P$ , 设开始散射方向为  $\theta, \varphi$ , 放出一光子后变为  $\theta_1, \varphi_1$  (图 2), 由动量守恒  $P = P_1 + \Delta P$  求得:

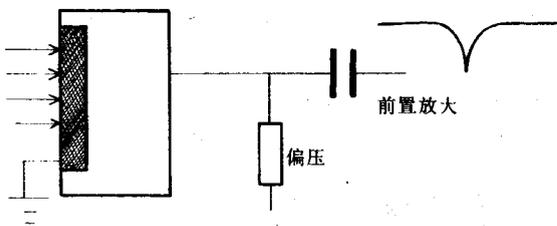


图 3 半导体探测器原理示意图

Fig. 3 Principle diagram of the semiconductor detector

$$\cos\theta_1 = \frac{P \cos\theta - \Delta P_z}{\sqrt{(P \sin\theta \cos\varphi - \Delta P_x)^2 + (P \sin\theta \sin\varphi - \Delta P_y)^2 + (P \cos\theta - \Delta P_z)^2}} \quad (1.2)$$

$$\cos\varphi_1 = \frac{P \sin\theta \cos\varphi - \Delta P_x}{\sqrt{(P \sin\theta \cos\varphi - \Delta P_x)^2 + (P \sin\theta \sin\varphi - \Delta P_y)^2 + (P \cos\theta - \Delta P_z)^2}} \quad (1.3)$$

由(1.2)(1.3)式我们可以确定粒子最后的出射方向,而  $\theta, \varphi$  依然满足(1.1)式分布.

1.1.3 在外磁场中的散射 磁场  $B$  沿粒子流方向. 设粒子碰撞后出射动量为  $P(\theta, \varphi)$ , 则由于磁场作用, 运动轨迹为螺旋形. 由动力学关系  $dP/dt = qV \times B$  得  $\theta_2, \varphi_2$ :

$$\operatorname{tg}(\theta_2) = \frac{2P \sin \theta}{qBd} \sin \left[ \frac{qBd}{2P \cos \theta} \right] \quad (1.4)$$

$$\varphi_2 = \frac{qBd}{2P \cos \theta} + \varphi \quad (1.5)$$

## 1.2 半导体探测器的研制进展和工作原理

1.2.1 半导体探测器 半导体探测器是 20 世纪 60 年代以来得到迅速发展的一种新型核辐射探测元件. 它的特点是: 能量分辨率高, 线性响应好, 脉冲上升时间短, 结构简单, 探测效率高, 偏压低, 操作方便. 自 1949 年美国贝尔电话实验室 MCKAY 首次利用锗半导体探测粒子以后, 这种探测器立刻引起世界各国的注目. 70 年代起, 随着硅材料的制备工艺和半导体平面工艺的不断改进, 使硅探测器得到了很快的发展. 半导体探测器是唯一适合于宽能谱同时分析的探测器, 因此在粒子物理的探测技术中得到了广泛的应用.

### 1.2.2 一般工作原理

用于射线测量的探测器有一个共同的工作原理, 就是通过射线被阻止而损耗能量, 由这部分能量来产生信号.

半导体探测器是一种反向偏置的 P-N 结二极管, 实质是一个固体电离室. 在反向偏置下, P-N 结形成一个一定厚度的耗尽层, 当高能粒子入射到耗尽区时, 射线和固体相互作用, 产生电子—空穴对. 电子与空穴在耗尽区电场作用下, 分别向两电极运动而被收集从而产生脉冲信号<sup>[3]</sup>. 其原理图见图 3. 射线产生的电压脉冲  $U$  正比入射射线在耗尽区中的损耗能量<sup>[4]</sup>:

$$U = (Eq) / (\varepsilon C) \quad (1.6)$$

式中  $E$  为入射射线的能量,  $q$  为电子电荷,  $\varepsilon$  为产生一电子—空穴对所需的平均能量,  $C$  为探测器耗尽区的电容.

### 1.2.3 在物理中的应用

1975 年在 ISABELLE 会议上人们第一次提出了固体微条探测器的概念. 随着半导体工艺和电子技术(如离子注入技术和大规模集成电路技术)的进一步发展和成熟, 利用该探测器已成功探测到了粲夸克介子的“V”形衰变顶点.

通常在高能物理中应用的多电极半导体探测器有如下特点:

- 1) 工作电压低
- 2) 能测量极小电离的粒子, 且具有极高的空间分辨率
- 3) 可在高真空环境下工作

## 2 模拟运算过程的实现

### 2.1 均匀随机过程的实现

由于计算机只能实现  $0 \sim N$  的随机整数, 而要产生  $x_1 \sim x_2$  的随机实数则需要经过线性变换.

设  $x_1 \sim x_2$  的随机数最小间隔为  $dx$ ,  $rand(N)$  为产生  $0 \sim N$  的随机整数, 则取

$$N = \left\lfloor \frac{x_2 - x_1}{dx} \right\rfloor$$

$$x = x_1 + rand(N)dx \tag{2.1}$$

易验证(2.1)产生的  $x$  满足在  $x_1 \sim x_2$  之间的概率均匀分布.

### 2.2 任意随机过程的实现

设任意随机函数  $f(x)$ ,  $x$  的区间为  $(a_1, a_2)$ ;  $rand(x_1, x_2)$  为等概率产生  $x_1 \sim x_2$  之间随机实数的过程.

作变换  $x = W(y)$ , 使得关于  $y$  的概率密度为:

$$g(y) = \begin{cases} 1, & y \in [y_1, y_2] \\ 0, & \text{其它} \end{cases}$$

$$\text{由于 } g(y) = f(w(y)) \cdot \frac{dx}{dy} = f(x) \cdot \frac{dx}{dy} = 1, y \in [y_1, y_2]$$

$$\text{所以 } \frac{dx}{dy} = f(x)$$

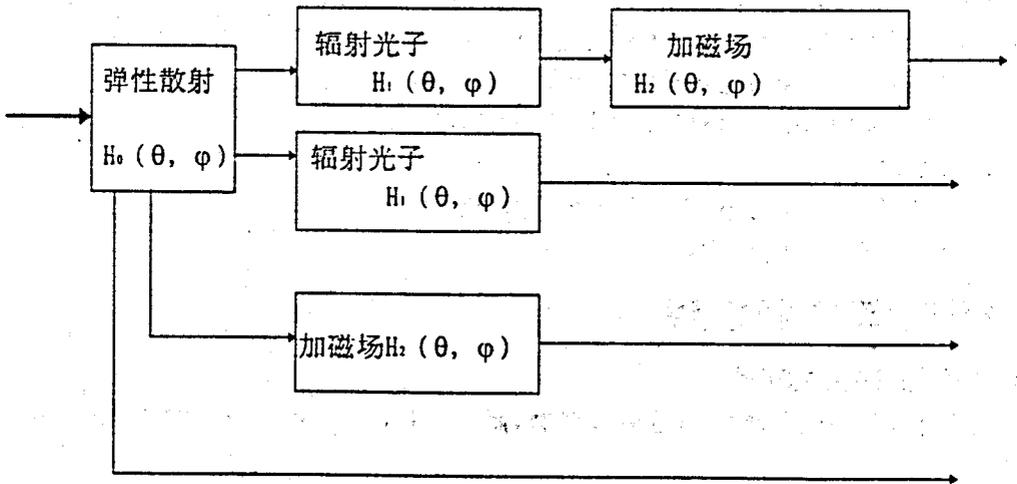
$$y = \int_{x_1}^{x_2} f(x_1) dx_1 \tag{2.2}$$

可以确定  $y_1, y_2$ :

$$\begin{cases} y_1 = \int_{a_1}^{a_1} f(x_1) dx_1 = 0 \\ y_2 = \int_{a_1}^{a_2} f(x_1) dx_1 \end{cases} \tag{2.3}$$

所以在  $y_1 \sim y_2$  之间均匀产生一个随机数按(2.2)式变换得出  $x$ , 即为满足  $f(x)$  的一个随机实数. 这里,  $f(x)$  即为(1.1)式.

### 2.3 实验的模拟运算流程



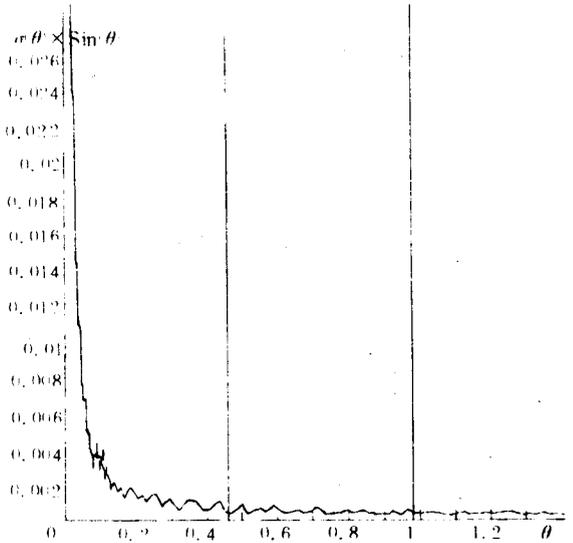
以上为完成一次碰撞的模拟运算流程,实验中需进行几万乃至几百万次随机模拟运算.

### 3 模拟运算结果及进一步的分析

Monte-Carlo 模拟运算的实验曲线(散射几率密度函数)见附图(4- 6). 曲线图中的两条长竖线分别是探测器内外径所对应的角度,所有的参数在菜单的“参数设置”中均可调. 图中所用参数定义为:

- Amount : 对撞的电子对总数;
- D : 探测器与对撞中心的垂直距离;
- q : 电荷电量;
- r1, r2 : 探测器内外半径
- B : 磁场强度;
- P : 动量;

3.1 磁场中的弹性散射(图 4) 从数据文件可知 10 000 次模拟散射粒子基本落在 0~0.05 角度内,图中呈现一条随角度分布的指数式衰减曲线. 由此可见弹性散射基本上不改变电子的方向,这与理论上对  $\sigma(\theta)\sin(\theta)$  的计算是相符的.



### 3.2 无磁场的非弹性散射(图 5) 图 4 弹性散射模拟曲线

当  $\theta=0.44$  时幅度达最大 0.0077,  $\theta$  Fig. 4 The calculating curve of elastic scattering  $=1.2\sim 1.3$  时纵坐标(表示几率)降至零. 显而易见由于光子散射作用,粒子的角分布与弹性散射完全不同,为探测粒子提供了可能.

3.3 磁场对非弹性散射的影响(图 6- 8) 从定性角度容易理解,由于磁场的约束作用,使散射粒子内聚. 附图分别给出了  $B=1.2T, 24T, 48T$  的曲线. 其中  $1.2T$  时的曲线变化不明显;只有当  $B=24T$  才可以看出较明显的差别,其中散射几率为零时  $\theta=1.15$ ;当  $B=48T$  时,零点处  $\theta=1.0$ . 由此定量地验证了不同磁场作用下对于散射过程的影响.

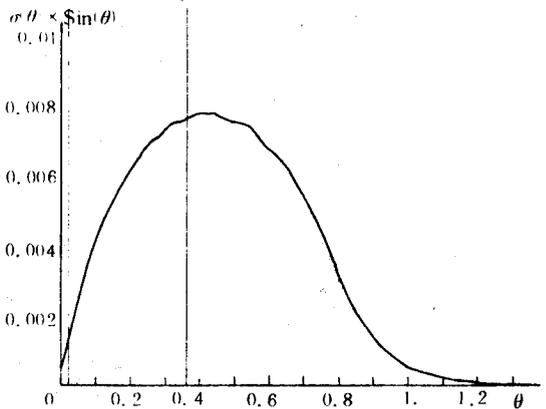


图 5 非弹性散射模拟曲线(无外磁场作用)  
Fig. 5 The calculating curve of inelastic scattering without external magnetic field

3.4 数字滤波器的作用 在同一条件下,可以分别对一百、一千、...一百万次

事件进行统计运算(归一化). 很显然运算次数越多, 模拟曲线越平滑. 模拟过程中我们得出, 在采用统计滤波后, Amount = N 的曲线和 Amount = 10N 曲线平滑度差不多, 也就是说, 一次滤波相当于十倍的事件运算量. 因此利用数字滤波技术可以大大减少计算机的运行时间.

本实验采用的数字滤波函数为一矩形窗:

$$y(n) = 0.2x(n-2) + 0.2x(n-1) + 0.2x(n) + 0.2x(n+1) + 0.2x(n+2)$$

$$H(Z) = 0.2Z^{-2} + 0.2Z^{-1} + 0.2 + 0.2Z + 0.2Z^2$$

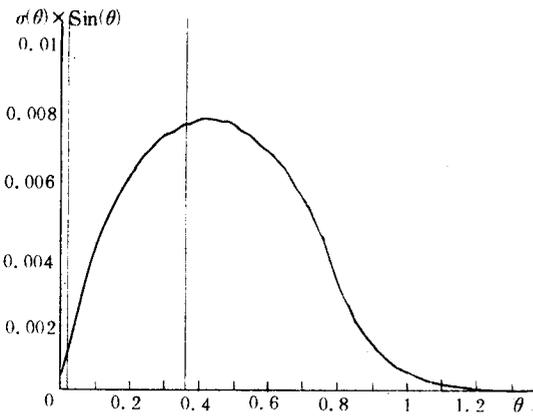


图 6 B = 1.2T  
Fig. 6

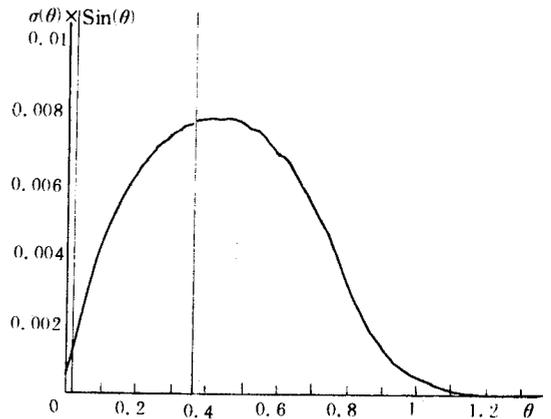


图 7 B = 24T  
Fig. 7

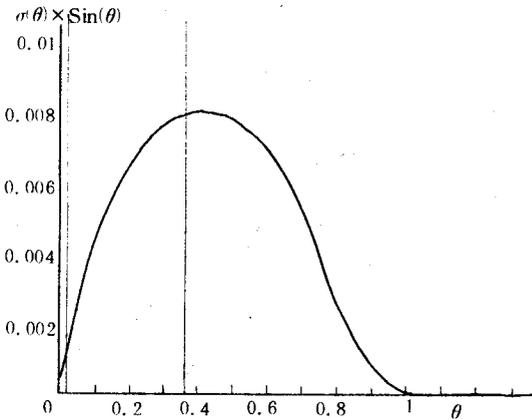


图 6 - 8 磁场作用下的非弹性散射模拟曲线 (B = 1.2 T, 24T, 48T)

Fig. 6 - 8 The calculating curve of inelastic scattering with external magnetic field (B = 1.2 T, 24T, 48T)

### 3.5 硅微条探测器探测性能的进一步分析和讨论

3.5.1 探测效率分析 图 9 为硅微条探测器示意图, 设电极间距为  $d$ , 噪声电平为  $E_n$ , 产生一对电子—空穴对的平均能量为  $\epsilon$ . 假设粒子在距离电极  $x$  处垂直入射, 动量为  $P$ , 则电极上输出电压幅度为  $U(x, p)$ , 此关系一般可以通过实验得到.

以电极 0 上的电压为例, 其影响位置范围为  $(-d/2, d/2)$ , 易知电压  $U(x, p)$  为  $x, p$  的减函数, 而  $U(x, p) < E_n$  的粒子将被噪声淹没.

定义截至动量:  $P_0 = \max\{P_1, P_2\}$  其中  $p_1, p_2$  满足:

$$U\left(\frac{d}{2}, P_1\right) = E_n, \quad \sqrt{P_2^2 + m^2 c^4 - m c^2} = E \quad (3.1)$$

即为能探测到的粒子最小动量损失。

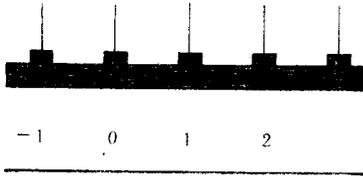


图 9 硅微条探测器原理示意图

Fig. 9 Principle diagram of the Si micro-strip detector

3.5.2 位置测量灵敏度分析 设平均动量为  $P$  的入射粒子,至少被一个探测器探测到,则有

$$U(d/2, P) \geq E_n \quad (3.2)$$

若要求无多 hits 效应,则该粒子最多只能激发两个电极电压. 假设粒子入射在 0, 1 电极中央,则 -1, 2 上的电压必须满足

$$U(3d/2, P) \leq E_n \quad (3.3)$$

如入射在 0 电极上,则 -1, 1 电极上电压应满足

$$U(d, P) \leq E_n \quad (3.4)$$

设空间最小分辨距离  $\Delta$  满足

$$U(d/2 + \Delta, P) = E_n \quad (3.5)$$

则在  $d/2$  处的位置灵敏度应为

$$\eta = \frac{U(d/2, P) - U(d/2 + \Delta, P)}{\Delta} \quad (3.6)$$

由此可求得电极间的最小间距  $d$ , 再由位置和角度的换算关系易得  $\theta, \varphi$  的最小间距<sup>[65]</sup>.

3.5.3 位置分辨率的 Monte—Carlo 模拟 在 Monte—Carlo 计算中,假设只有与入射粒子相邻的四个探测器上有记录. 粒子经散射模拟后以动量  $P(\theta, \varphi)$  与探测器相互作用,得记录  $U(\theta_i, \varphi_i, p_i)$ , 随机地加噪声干扰,则得到  $U'$ ; 由  $U'$  可得新的  $\theta'_i, \varphi'_i$ ,  $\Delta\theta = |\theta'_i - \theta_i|$ ,  $\Delta\varphi = |\varphi'_i - \varphi_i|$ , 最后对所有入射到该探测器的粒子取平均,即可得到平均角位置分辨率.

由于时间和条件的限制,我们仅对碰撞电子对的散射部分进行了计算机模拟运算,而对粒子与探测器相互作用只作了定性描述和模拟的大致步骤讨论. 实践证明,弹性散射的微分截面很容易从量子力学的理论计算中得到,但在外加条件下(辐射光子,外加磁场等)这种计算的解析解就不易直接得到. 我们从弹性散射的微分截面出发,借助一些经典的动力学关系,并对大量的随机事件进行统计运算,从而得到了在不同条件下的散射截面分布曲线. 这虽然是一种准经典的做法,但仍不乏是一种可行和经济的方案,为探测器某些重要参数的选择提供了实验数据和设计依据. 目前,对于硅微条探测器性能的进一步研究正在进行之中.

致谢 本工作得到南京大学物理系陈廷扬教授的热情指导和大力协助,谨致谢忱。

### 参 考 文 献

- 1 柯善哲,蔡建华. 量子力学(下册). 北京:高等教育出版社,1992.
- 2 Fernow R C. Introduction to Experimental Particle Physics. Cambridge: Cambridge University Press, 1986, 65
- 3 Leo W R. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1987, 219
- 4 丁洪林. 半导体探测器及其应用. 北京:原子能出版社,1989.

- 5 Belau F, Klanner R, Lutg, G. *et al.* Charge Collection in Silicon Strip Detectors. Nucl. Instrum. and Meth, 1983, 214: 253~260

## THE MONTE-CARLO SIMULATION FOR DETECTIVE PERFORMANCE OF SI MICRO-STRIP DETECTOR

*Qi ming Du Shenguang Wang Xiaohua*

(Department of Physics, Nanjing University, 210093, Nanjing, PRC)

**Abstract** By means of computing technology of Monte-Carlo simulation, the principal idea aspects in the R & D of Si micro-strip detector which arises from the physics requirement in forward detector system at the Tau-Charm factory in Beijing are discussed. Some preliminary results on the spatial resolution, which can improve detective performance of these detectors, are presented for designing and fabricating high quality Si micro-strip detectors in China.

**Keywords** Monte carlo simulation, si micro-strip detector, spatial resolution