第八章 实验接收度

对撞点产生的事例数与最终分析得到的事例数是不同的.仪器探测与离线处理过程中,数据受到一定的损失,有时损失还相当严重. 实际上,就某一过程来说,经分析的事例数是**确知**的,实验产生的事例数是**未知**的.如果能**推知**事例的保留比例,那么结合分析结果,就可**得知**事例的产生数目.

碰撞产生的事例经谱仪探测及触发判选系统的检择并记录下来, 这一过程中数据的保留状况由触发效率反映;记录的原始数据经重建和判选得到所需的物理事例,这一过程中数据的保留状况由重建判选效率反映.结合触发效率和重建判选效率最终得到反映事例总体保留状况的量,即接收效率,又称接收度.

本章首先介绍触发效率,其次介绍重建判选效率,最后介绍接收度,并给出Bhabha, Dimuon和强子三种事例的接收度.

8.1 触发效率

北京谱仪的触发判选系统[40]利用触发表来控制各种触发条件,共有十五种触发条件,可以任意构成八个触发道(触发事例类型).每个触发道要求满足若干触发条件,它们之间是'与'的关系,所以触发道的效率是若干触发条件效率的乘积.各个触发道之间则是'或'的关系,即事例满足任何一个触发道,都能通过触发系统被记录.触发表决定开放几个触发道,每个触发道满足几个触发条件.

触发效率测量的关键在于设计适当的触发表,用实验的方法确定每个触发条件的效率.基本思想是,确定某个触发条件的效率,就是选择一组与该条件无关的事例样本,通过该条件的事例数与总事例数之比即为该条件的效率.表 8.1为测量触发效率专门设计的触发表. 表的第一行为触发道的名称,这用探测器来代表,应用该道的事例样本可以求出与该探测器有关的触发条件的效率.表的第一列为平日运行取数时使用的各触发条件的名称.各触发条件分别利用不同子探测器的信息,两者的关系列如表 8.2.

触发表设置的原则是,欲测量与某一探测器有关的触发条件的效率时, 在触发表中相应的触发道就不用这些触发条件,使不带欲测触发条件特征的事例全部从这道采集

进来,同时在各事例类型的触发率基本一致和总触发率不致过高的前提下,尽量放宽其他条件.这样,计算该触发条件的效率将没有任何倾向性.例如,表 8.1 中第一道的条件设置是为了测量与MDC有关的$Ntrk \geq 1$和$Ntrk \geq 2$的触发效率,该到的触发没有采用来自MDC的任何信息, $Ntrk \geq 1$,$Ntrk \geq 2$和$Ntrk \geq 4$各条件均设置为'-', 即触发判选时不予考虑.

表 8.1 : 触发效率测量专用触发条件表

Channel	MDC	VC	BSC	TOF	ESC	ETOF	ENDVC	MUON
Active?	-	Y	Y	Y	Y	Y	Y	Y
TOF B-B	-	-	Y	-	-	-	-	Y
$Ntof \geq 1$	-	-	-	-	-	-	-	-
$Ntof \geq 2$	Y	Y	-	-	-	-	-	-
Radial	-	-	-	-	-	-	-	-
$Nvc \geq 1$	Y	-	Y	Y	Y	Y	-	-
$Netof \geq 1$	-	-	-	-	-	-	-	-
ETOF B-B	-	-	-	-	Y	-	Y	-
$Ntrk \geq 1$	-	-	-	-	-	-	-	Y
$Ntrk \geq 2$	-	Y	Y	Y	-	-	-	-
$Ntrk \geq 4$	-	-	-	-	-	-	-	-
Muon-or	-	-	-	-	-	-	-	Y
Eradial	-	-	-	-	-	-	-	-
ESC-Etot	-	-	-	-	-	Y	Y	-
Etot.l	Y	Y	-	Y	-	-	-	-
Etot.h	-	-	-	-	-	-	-	-

注:'Active?'一行的'Y'或'N'决定每个触发道是开放还是关闭; 触发条件对应的'Y'表示该条件必须满足,'N'表示该条件不满足, '-'表示与该条件无关.

经由触发表获取的事例中必然包含很多本底,而需要的是好事例的触发效率,所以必须再经过事例重建,从某种触发类型(如MDC)的离线事例中筛选出各种好事例样本.筛选的原则与触发表设置的原则相同,即若要确定与某一探测器有关的触发条件的效率时,事例样本的选择就避免使用来自这个探测器的重建信息.譬如,为了确定$Ntrk \geq 1$和$Ntrk \geq 2$的触发效率,事例样本的选择就不能使用来自MDC的重建信

息.

根据筛选出的各种好事例样本,即可求出相应的事例总数.例如Bhabha事例数N_{bb},双μ事例数$N_{\mu\mu}$和强子事例数N_h,然后在记录中查阅这些好事例是否满足$Ntrk \geq 1$和$Ntrk \geq 2$的条件.设满足$Ntrk \geq 1$ 条件的事例数为N_1^{bb},满足$Ntrk \geq 2$条件的事例数为N_2^{bb},则MDC寻迹条件$Ntrk \geq 1$和$Ntrk \geq 2$对Bhabha事例的触发效率分别为:

$$\varepsilon^{bb}_{Ntrk\geq 1} = N_1^{bb}/N_{bb}, \quad \varepsilon^{bb}_{Ntrk\geq 2} = N_2^{bb}/N_{bb} \tag{8.1}$$

同样,对双μ事例和强子事例的触发效率分别为:

表 8.2 : 子探测器与触发条件

相关子探测器	触发条件及其意义
MDC (Main Drift Chamber)	$Ntrk \geq 1, Ntrk \geq 2, Ntrk \geq 4$ (触发寻迹系统在MDC找到的 径迹数大于或等于1,2和4)
TOF (Time of Flight)	TOF B-B (有背对背TOF击中) $Ntof \geq 1, Ntof \geq 2$ (TOF击中数大于或等于1,2)
ETOF (Endcap Time of Flight)	ETOF B-B (有背对背ETOF击中) $Ntof \geq 1$ (ETOF击中数大于或等于1)
BSC (Barrel Shower Chamber)	Radial (BSC中总径向能量沉积) Etot.l(BSC总能量低阈), Etot.h(BSC总能量高阈)
ESC (Endcap Shower Chamber)	Eradial (ESC中总径向能量沉积) ESC Etot(ESC总能量低阈)
VC (Vertex Chamber)	$Nvc \geq 1$ (VC径迹数大于或等于1)
MUON (μ-counter)	Moun-or(μ-计数器有一个以上击中)

注: 在我们的实验中$Etot.l(8) \approx 90MeV, Etot.h(25) \approx 750MeV, ESCEtot \approx 220MeV$

$$\varepsilon^{\mu\mu}_{Ntrk\geq 1} = N_1^{\mu\mu}/N_{\mu\mu}, \quad \varepsilon^{\mu\mu}_{Ntrk\geq 2} = N_2^{\mu\mu}/N_{\mu\mu} \tag{8.2}$$

$$\varepsilon^h_{Ntrk\geq 1} = N^h_1/N_h, \quad \varepsilon^h_{Ntrk\geq 2} = N^h_2/N_h \tag{8.3}$$

用上述方法可以求出其他各道触发类型的触发效率.

表 8.3 : Bhabha事例,Dimuon事例和强子事例的触发效率

效率	Bhabha 效率	Dimuon 效率	Hadron 效率
$Ntof \geq 1$	0.99866	0.99467	0.99817
$Ntof \geq 2$	0.93040*	0.91130*	0.99040*
$Nvc \geq 1$	0.99855	1.00000	0.99983
$Ntrk \geq 1$	1.00000	1.00000	0.99962
$Ntrk \geq 2$	0.99639	0.99648	0.99066
$RADIAL$	0.99443	0.26737	0.40807
$Etot.l$	1.00000	0.98641	0.99840
$Etot.h$	0.99907	0.07855	0.90298
$\varepsilon_{charged}$	0.99721	0.98115	0.99603
ε_{char2}	0.92570	0.90809	0.98098
$\varepsilon_{neutral}$	0.99351	0.02100	0.36848
ε	0.99998	0.99361	0.99847

注:带*的数据取自李忠朝的报告**"Trigger Efficiency Study for R Scan"** 而其他数据取自黄光顺的博士论文[31]

运行取数时的触发表与为测量触发效率专门设计的触发表在原理上一致,在触发道的具体设置方面不同.[1]$\psi(2S)$扫描时共设置四个触发道,涉及十个触发条件.因为实际的事例选择过程中只利用桶部探测器的信息,所以实验中发挥作用的只有三个触发道,涉及八个触发条件.依据触发条件之间的关系,可以得到触发道的触发效率如下:

$$\varepsilon_{charged} = \epsilon_{Ntof\geq 1} \bullet \epsilon_{Nvc\geq 1} \bullet \epsilon_{Ntrk\geq 1} \bullet \epsilon_{Etot.l} \tag{8.4}$$

$$\varepsilon_{char2} = \epsilon_{Ntof\geq 2} \bullet \epsilon_{Nvc\geq 1} \bullet \epsilon_{Ntrk\geq 2} \tag{8.5}$$

$$\varepsilon_{neutral} = \epsilon_{RADIAL} \bullet \epsilon_{Etot.h} \tag{8.6}$$

[1]$\psi(2S)$扫描时所用的触发表参见附录,表A.6.

依据触发道之间的关系,应用概率理论[1], 并结合物理上考虑[2], 可以得到触发表的总触发效率如下:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \epsilon_{Ntof\geq 1} \bullet \epsilon_{Nvc\geq 1} \bullet \epsilon_{Ntrk\geq 1} \bullet \left(\epsilon_{Etot.l} - \epsilon_{Etot.h} \bullet \epsilon_{RADIAL}\right) \\ &+ \epsilon_{Ntof\geq 2} \bullet \epsilon_{Nvc\geq 1} \bullet \epsilon_{Ntrk\geq 2} \bullet \left(1 - \epsilon_{Etot.l}\right) \\ &+ \epsilon_{RADIAL} \bullet \epsilon_{Etot.h} \end{aligned} \tag{8.7}$$

根据式(8.5)、(8.5)、(8.6)以及(8.7), 可由Bhabha事例,Dimuon事例和强子事例的触发条件的效率,计算出各触发道的效率[3] 以及总触发效率,有关的计算结果一并列如表 8.3.

8.2 重建选择效率

事例的重建判选效率由蒙特卡罗模拟确定.首先,特定的模拟程序SOBER产生模拟样本,其与真实数据在信息记录格式上完全一致. 其次,模拟样本经过与真实数据同 样的重建程序DRUNK,形成可供分析用的数据文件. 最后,模拟数据文件还要通过

表 8.4 : 各种产生子

<table>
<tr><td rowspan="3">过程
类型</td><td colspan="4">轻子对</td><td>强子</td></tr>
<tr><td colspan="2">QED 过程</td><td colspan="2">共振过程</td><td rowspan="2">共振或
& 连续过程</td></tr>
<tr><td>e^+e^-</td><td>$\mu^+\mu^-$</td><td>e^+e^-</td><td>$\mu^+\mu^-$</td></tr>
<tr><td>产生子</td><td>RADEE</td><td>RADMU</td><td colspan="2">V2LL</td><td>LUND-MODEL</td></tr>
</table>

与真实数据相同的分析判选程序.若模拟程序产生的事例数为$n_{m.c.}$,判选后的事例数为$N_{M.C.}$,则重建选择效率定义为:

$$\varepsilon_{rs} = \frac{n_{m.c.}}{N_{M.C.}} \tag{8.8}$$

[1]具体的说,我们应用了如下公式

$P(A_1 \cup A_2 \cup A_3) = P(A_1) + P(A_2) + P(A_3) - P(A_1A_2) - P(A_1A_3) - P(A_2A_3) + P(A_1A_2A_3)$

[2]所谓物理上的考虑,是指实验过程中各触发条件之间的包容性.譬如说从物理上讲

$$\epsilon_{Ntof\geq 2} \cdot \epsilon_{Ntof\geq 1} = \epsilon_{Ntof\geq 2}$$

因为满足触发条件$Ntof \geq 2$的事例一定满足触发条件$Ntof \geq 1$.

[3]BES合作组对于触发效率进行深入,细致,持久的研究[40],这里直接引用相关的结果.

模拟样本与真实数据在数据处理过程中并无二致,其区别在于真实数据由实验产生,而模拟样本依据理论推算由计算机产生.

产生特定模拟样本的程序称之为(蒙特卡罗)产生子.不同的过程需要不同的产生子.表 8.4列出计算Bhabha,Dimuon 和强子过程所用的产生子.具体说来,对于e^+e^-和$\mu^+\mu^-$ 末态,计算连续过程的效率分别需要RADEE和RADMU两个产生子[41]; 计算共振过程的效率需要特别编制的产生子V2LL;与连续态的产生子相比,共振产生子无初态辐射修正.对于强子末态,采用在LUND模型基础上发展而来的特定产生子[42].该产生子既可以模拟强子产生的QCD过程,也可以模拟$\psi(2S)$共振点上衰变产生强子的过程; 区别在于模拟不同过程的产生子需要采用不同的初始化参数.

8.3 接收度

8.3.1 接收度的一般概念

假设总共产生了$N_{Produce}$个某种过程的事例,由于探测装置几何和物理条件的限制和离线处理以及分析中切割条件的使用等原因,最终确认n_{exp}个物理事例,则探测装置对该过程的接收度定义为:

$$A = \frac{n_{exp}}{N_{Produce}} \tag{8.9}$$

由于$N_{Produce}$无法知道,为了求出某种过程的接收度, 需要全面模拟该类作用过程,制成蒙特卡罗样本(共$N_{M.C.}$ 个事例),并使样本通过与数据相同的处理与分析过程(剩$n_{m.c.}$个事例).若样本与数据的结果一致[4],则认为:

$$\varepsilon_{rs} = \frac{n_{m.c.}}{N_{M.C.}} \sim \frac{n_{exp}}{N_{Produce}} \tag{8.10}$$

模拟过程中认为对撞产生的事例全部被探测器接收,即探测效率为百分之百.实际实验中需要籍助触发判选系统去除巨量本底,因而导致好事例本身被去除的可能性,从而降低了探测效率.定义探测到的事例数(N_{Detect})与到达探测器的事例数(N_{Reach})之比为探测效率.因谱仪的探测效率主要由触发效率反映,故而认为:

$$\varepsilon_{trg} = \frac{N_{Detect}}{N_{Reach}} \tag{8.11}$$

由于N_{Reach}无法知道,只能通过对各种触发条件的效率的研究推算出对于某种特定实验的触发效率.

[4]蒙特卡罗样本与真实数据的一致性由归一化后两者相应的各种分布的比较确定

触发效率和重建判选效率基本反映了数据在探测与分析处理过程中的保留状况.因而在实际数据处理过程中,认为接收度由触发效率和重建判选效率两部分组成,即

$$A = \varepsilon_{trg} \cdot \varepsilon_{rs} \tag{8.12}$$

实验过程中的事例数与模拟过程中的事例数的演化,参见图 8.1.触发效率,重建判选效率和接收度的计算值列如表 8.5. 从表中可以看出,触发效率接近百分之百.在不甚精

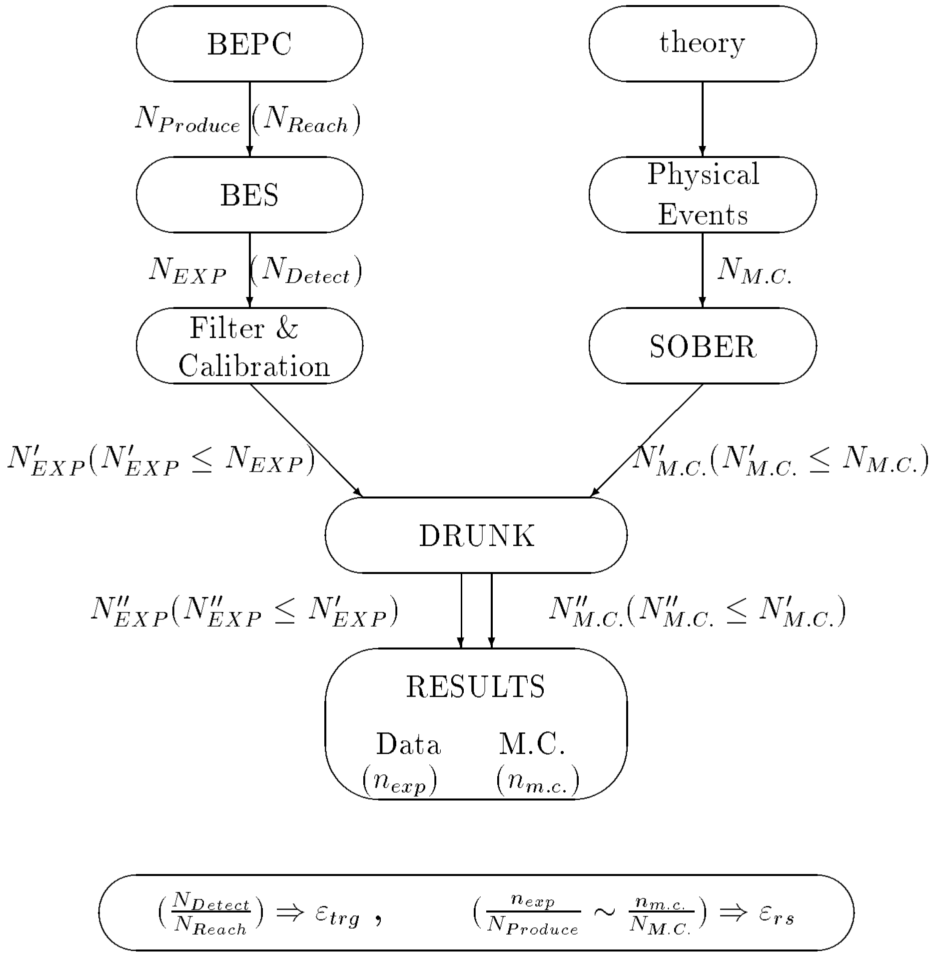

图 8.1 : 事例数的演化图

密的情况下,也常常将重建判选效率称为接收度.需要注意的是,一般意义上的接收度都是指对于全空间而言的接收度.

实验产生的粒子,其飞散方向是任意的,从统计性上,讲大量事例径迹在空间的分布是均匀的,相应的蒙特卡罗模拟产生的事例径迹的分布范围也应该是整个空间[5].由此种模拟产生子得到的效率,亦即无任何角度限制的一般意义上的效率(接收度).对于产生e^+e^-末态事例的Bahbha过程来说, 实际上无法得到全空间的效率.这个问题将放到下一节中讨论.

表 8.5 : 触发效率,重建判选效率和接收度

过程	触发效率 (ε_{trg})	重建判选效率 (ε_{rs})	接收度 (A)
1.$e^+e^- \to e^+e^-$	0.99998	0.6828	0.68279
2.$e^+e^- \to \psi(2S) \to e^+e^-$		0.7427	0.74269
3.$e^+e^- \to \mu^+\mu^-$	0.99361	0.4710	0.46799
4.$e^+e^- \to \psi(2S) \to \mu^+\mu^-$		0.5257	0.52234
5.$e^+e^- \to hadrons$	0.99847	0.7526	0.75145
6.$e^+e^- \to \psi(2S) \to hadrons$		0.8055	0.80427

8.3.2 e^+e^-末态事例接收度的确定

从理论上讲,利用QED理论计算Bhabha过程的截面,当角度极小时($\theta \to 0$),截面发散($\theta \to \infty$); 从实验上讲,由于对撞束流的干扰,极小角度内反应事例的测量根本无法实现.综合理论和实验两方面的原因,Bhabha事例的测量只限在一定范围内进行[6],至少目前的状况如此.

在$\psi(2S)$扫描实验中,Bhabha事例用于亮度计算.亮度本质上是一个实验值,只与加速器的工作性能和运行状况有关,而与数据分析和模拟过程无关.根据亮度的计算公式

$$L_p = \frac{N(\theta_s)}{\varepsilon(\theta_p) \cdot \sigma(\theta_p)} \tag{8.13}$$

[5]整个空间亦称全空间.分布于全空间的径迹的角度范围,其θ取值从0到π,或说$|\cos\theta|$从0到1;ϕ从0到2π.产生事例的径迹的分布范围亦简称为事例的产生范围.

[6]RADEE产生子模拟的Bhabha过程,事例的产生范围为: $0.1^0 < \theta < 179.9^0$.因此,由RADEE产生子得到的效率至多为相应于上述范围的效率.

式中$N(\theta_s)$表示在一定的判选条件下(判选范围用θ_s标示), 判选后的事例数;$\sigma(\theta_p)$表示一定产生范围内(用θ_p标示), 由蒙特卡罗得到的截面;$\varepsilon(\theta_p)$是相应的效率,即

$$\varepsilon(\theta_p) = \frac{N(\theta_s)}{N_{MC}(\theta_p)} \tag{8.14}$$

在既定的判选条件下,判选后的事例数$N(\theta_s)$保持不变;考虑到亮度的特点,$\varepsilon(\theta_p)$与$\sigma(\theta_p)$的变化经由θ_p的联系而密切相关.具体地说,θ_p增大,导致$\sigma(\theta_p)$增大,同时导致$\varepsilon(\theta_p)$减小;反之,θ_p减小,$\sigma(\theta_p)$减小, 而$\varepsilon(\theta_p)$增大.简言之,在模型模拟精确的情况下,$\varepsilon(\theta_p)$与$\sigma(\theta_p)$的乘积$[\varepsilon(\theta_p)\cdot\sigma(\theta_p)]$对于角度的变化来说是一定值;两者之积的不稳定性,反映了模型模拟带来的系统误差. 因此,亮度测量中所关心的问题,与其说是确定效率范围的大小,不如说是效率与截面乘积的恒定性.表8.6给出不同角度下效率与截面的乘积值,以及乘积值和平均值的相对差别.

表 8.6 : 效率与截面乘积恒定性的检验

$\lvert\cos\theta\rvert$	产生截面(σ)	判选效率(ε)	乘积($\varepsilon\cdot\sigma$)	Δ
0.75	$91.9370nb$	30295/50000	55.7046	0.0089
0.80	$124.495nb$	22199/50000	55.2733	0.0011
0.85	$180.518nb$	15316/50000	55.2963	0.0015
0.90	$297.616nb$	9170/50000	54.5828	-0.0114

$\Delta = [(\varepsilon\cdot\sigma) - \overline{(\varepsilon\cdot\sigma)}]/\overline{(\varepsilon\cdot\sigma)}$, 其中$\overline{(\varepsilon\cdot\sigma)} = 55.2142$

在计算亮度时,要求$|\cos\theta_s| \leq 0.72$.为了减少边缘效应的影响首先要求模拟事例的角度产生范围大于0.72,即

$$|\cos\theta_p| \leq \alpha, \qquad (\alpha > 0.72) \tag{8.15}$$

之后,根据蒙特卡罗产生的物理事例(即MCMADE事例),可以得到事例判选范围内的事例数$N_{MC}(\theta_s)$,进而计算出相应的截面

$$\sigma(\theta_s) = \frac{N_{MC}(\theta_s)}{N_{MC}(\theta_p)}\cdot\sigma(\theta_p) = f\cdot\sigma(\theta_p) \tag{8.16}$$

上式已定义修正因子f

$$f \equiv \frac{N_{MC}(\theta_s)}{N_{MC}(\theta_p)} \tag{8.17}$$

与$\sigma(\theta_s)$相应的事例判选范围内的效率定义为

$$\varepsilon(\theta_s)=\frac{N(\theta_s)}{N_{MC}(\theta_s)} \tag{8.18}$$

这时亮度又可以表示为

$$L_s=\frac{N(\theta_s)}{\varepsilon(\theta_s)\cdot\sigma(\theta_s)} \tag{8.19}$$

实际上L_s与L_p是一致的.结合式(8.16)与(8.18),并注意到式(8.14),有

$$\varepsilon(\theta_s)\cdot\sigma(\theta_s)=\left[\frac{N(\theta_s)}{N_{MC}(\theta_s)}\right]\cdot\left[\frac{N_{MC}(\theta_s)}{N_{MC}(\theta_p)}\cdot\sigma(\theta_p)\right]=\frac{N(\theta_s)}{N_{MC}(\theta_p)}\cdot\sigma(\theta_p)=\varepsilon(\theta_p)\cdot\sigma(\theta_p)$$

即

$$\varepsilon(\theta_s)\cdot\sigma(\theta_s)=\varepsilon(\theta_p)\cdot\sigma(\theta_p) \tag{8.20}$$

将式(8.20)代入式(8.19),可知式(8.19)与式(8.13)相等.

在α的选择过程中,除了要求模拟事例的角度产生范围大于事例判选的角度范围外,还要考虑到$(\varepsilon\cdot\sigma)$的恒定性.如果角度产生范围过大,有限空间内的事例数会大大减少,那么就会影响效率的测定.从表8.6中可以看出当$|\cos\theta|=0.80$时,$(\varepsilon\cdot\sigma)$与平均值最接近.于是,兼顾边缘性与恒定性两方面的因素,确定模拟Bahbha过程的事例产生范围为$|\cos\theta_p|\leq 0.80$.

实际实验观测到的e^+e^-末态事例包含两个过程的贡献,一个是正负电子湮灭产生的e^+e^-末态事例;另一个是$\psi(2S)$衰变产生的e^+e^-末态事例,即

$$\left.\begin{array}{ll} e^+e^-\to e^+e^- & (\text{Bhabha 过程}) \\ e^+e^-\to\psi(2S)\to e^+e^- & (\psi(2S)\text{衰变过程}) \end{array}\right\}\Longrightarrow e^+e^-\quad\text{末态}$$

对于共振态$\psi(2S)$的衰变过程来说,理论计算的截面在全空间都是收敛的.从这个意义上讲,对于共振过程可以得到全空间的接收度.

由于在观测截面[7]的拟合过程中需要考虑共振态与连续态(即Bhabha 过程)的干涉效应,因此应该在相同的角度范围内考察两类过程的e^+e^-末态事例.故此理应将共振过程的接收度修正到和连续过程相同的范围之内(即$|\cos\theta_p|\leq 0.80$).为了减少边缘效应的影响,在实际数据分析中,共振过程与连续过程的接收度一并修正到事例判选的范围之内(即$|\cos\theta_s|\leq 0.72$).

[7]有关e^+e^-末态观测截面的计算,详见第7章:截面计算.

对于e^+e^-末态,将来$\varepsilon(\theta_p)$称为初始效率, $\varepsilon(\theta_s)$称为修正效率,f称为修正因子.三者的关系为

$$\frac{\varepsilon(\theta_p)}{f} = \varepsilon(\theta_s) \qquad \text{或} \qquad \varepsilon(\theta_s) \cdot f = \varepsilon(\theta_p) \tag{8.21}$$

对于强子末态与$\mu^+\mu^-$末态,由于不存在小角度发散问题,表8.5 给出的效率是全空间的效率.为了便于比较与参阅,表8.7中列出了强子末态、$\mu^+\mu^-$末态与e^+e^-末态三类事例的角度判选范围、初始效率、修正因子、以及修正效率等信息.

表 8.7 : 效率修正

类型	过程	事例产生范围	事例判选范围	初始效率	修正因子	修正效率
$Hadron$	共振	全空间	$\|cos\theta_s\| \leq 0.80$	0.8055	1	0.8055
	连续			0.7526		0.7526
$\mu^+\mu^-$	共振	全空间	$\|cos\theta_s\| \leq 0.65$	0.5257	1	0.5257
	连续			0.4710		0.4710
e^+e^-	共振	全空间	$\|cos\theta_s\| \leq 0.72$	0.4897	0.6594	0.7427
	连续	$\|cos\theta_p\| \leq 0.80$		0.4456	0.6526	0.6828