

# 北京 $\tau$ -c工厂 (BTCF)快速蒙特卡罗 模拟方法的开发和应用

黄因智 程宝森 刘怀民 马爱民 熊伟军 范晓舫  
漆纳丁 张达华 陈少敏 谢跃红 李海波 胡敬亮 张锦龙

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

1996-10-31收稿

## 摘 要

参考国内外现有的 $\tau$ -c工厂及其探测器的设计结果,给出了BTCF探测器的总体指标.根据这些指标设计并开发了用于BTCF物理研究的快速蒙特卡罗模拟方法,并用此方法对一系列重要的物理课题进行了蒙特卡罗模拟.文中描述了该模拟方法的设计思想、程序流程以及这种方法在BTCF可行性研究乃至预制研究阶段的优越性,同时也给出了对若干重要物理问题的模拟结果.从而论证了建造BTCF的必要性和不可替代性.

**关键词**  $\tau$ -c工厂, 蒙特卡罗模拟, CP破坏, 粲偶素,  $D^0 \bar{D}^0$ 混合, 自旋宇称分析.

## 1 引 言

自从1987年J. Kirkby等提出了建造 $\tau$ -c工厂的建议之后,此项课题作为高能物理实验高精度前沿热点之一,一直吸引着全世界众多的物理学家对其建造的可行性及可能得到的物理成果进行研究.这些年来国际上对 $\tau$ -c工厂的研究已经作了大量的工作,对 $\tau$ -c工厂及其探测器作出了概念设计,并据此对若干物理问题进行了蒙特卡罗模拟研究.已经召开了六次国际专题研讨会,不断促进了 $\tau$ -c工厂的研究工作向前推进.

我们从1994年4月开始进行 $\tau$ -c工厂的蒙特卡罗研究,并把目标定位在从物理上探讨建造BTCF(暂定对撞能量为3—5GeV,峰值亮度为 $1 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )的可行性.同年参加了在美国SLAC召开的第四次 $\tau$ -c工厂国际研讨会并报告了初步结果,又在1995年美国ANL的第五次和1996年中科院高能所的第六次 $\tau$ -c工厂国际研讨会上报告了更多的物理模拟结果.

## 2 用于 BTCF 的快速蒙特卡罗模拟方法

### 2.1 设计思想和总体考虑

考虑到时间紧迫, 计算机资源有限以及尽可能为北京谱仪合作组成员提供方便, 提出了如下的设计思想. 首先, 采用 BES 库中现有的各种事例产生子, 现有的事例产生程序框架 SOBER 和事例分析程序框架 DRUNK, 以及现有的数据结构 MCMAD. 这样不仅大大减少了开发模拟程序的工作量, 更重要的是使参加物理模拟分析的 BES 用户可以非常容易地掌握和使用这一分析程序包. 其次, 与 BES 的 SOBER 和 DRUNK 不同, 不考虑粒子在各子探测器中的具体行为, 也不做粒子的径迹重建拟合, 而只是利用 BTCF 探测器的总体指标, 如能量分辨率、动量分辨率、探测器的接收度以及探测器对各种粒子的鉴别能力等(见表 1). 再加上对粒子在探测器中次级衰变的特殊处理, 就可构成 BTCF 的快速蒙特卡罗模拟程序包 (TAUCHARM. FOR). 由于不进行径迹重建与拟合, 因此在作物理分析时可以大大节省人力和计算机资源.

表 1 BTCF 探测器性能总体参数<sup>[1]</sup>

带电粒子:	
动量分辨率: $\sigma_p / p$ (GeV/c)	$0.4\% p \oplus 0.4\% / \beta$
角分辨: $\sigma_\phi$ (mrad)	$0.5 \oplus 1.1 / p \beta$
对 $\pi$ 可作出有效径迹	
重建的最小横动量: $p_{\min}^\perp$ ( $\pi$ ) (MeV/c)	50
有效立体角: $\Omega$ (桶部) ( $\times 4\pi$ sr)	90%—95%
光子:	
能量分辨率: $\sigma_E / E$ (GeV)	$2\% / E^{1/4} \oplus 1\%$
角分辨: $\sigma_{\theta, \phi}$ (mrad)	$1.7 + 2 / \sqrt{E}$ ( $90^\circ$ 处)
能有效探测的最小 $\gamma$ 能量: $E_{\min}^\gamma$ (MeV)	10
粒子鉴别:	
$\pi$ -K 分辨	$3\sigma$ (在 1.0 GeV 处), $10^{-3}$ (如有切伦科夫探测器)
$\pi$ /K-e 分辨	0.1% $10^{-5}$ (如有切伦科夫探测器)
$\pi$ /K- $\mu$ 分辨	$1.5\% / p + (1\% - 4\%)$
$K_L^0$ 探测效率	95%
n 平均探测效率	50%

### 2.2 BTCF 的快速蒙特卡罗模拟方法流程

快速蒙特卡罗模拟方法流程图见图 1. 其工作过程如下:

(1) 产生事例: 填写 SOBER 卡, 按要求选择产生子产生事例(粒子数目、类型、四动量等).

(2) 填写数据公用块: 将所产生的信息按数据结构填入数据公用块.

(3) 进入 BTCF 模拟程序: 调用快速蒙特卡罗模拟程序包 TAUCHARM.FOR.

(4) 次级衰变处理: 粒子在探测器中可能发生次级衰变(见图 2). 处理原则如下:

1) 若  $R < 5\text{cm}$ , 保留所有次级粒子, 消除母粒子;

2) 若  $R \geq 5\text{cm}$ ,

a) 如  $N_{\text{charge}}(\text{带电母粒子数}) = 0$ , 消除所有母粒子和次级粒子;

b) 如  $N_{\text{chargout}}(\text{带电次级粒子数}) = 1$ ,

$\theta > 10^\circ$ , 消除所有粒子,

$\theta \leq 10^\circ$ ,

当  $R < 35\text{cm}$ , 保留次级粒子, 消除母粒子,

当  $R \geq 35\text{cm}$ , 保留母粒子, 消除次级粒子;

c) 如果  $N_{\text{chargout}} \geq 2$ , 消除所有粒子.

(5) 四动量模糊化: 分别对带电粒子的  $p$ ,  $\theta$ ,  $\phi$  和中性粒子的  $E$ ,  $\theta$ ,  $\phi$  进行模糊化处理. 即按照表 1 中给出的分辨率, 逐项由高斯分布随机抽样给出模糊化后的四动量值.

(6) 剔除不可探测信息: 按照表 1 中给出的  $\theta$ ,  $E_{\text{min}}$ ,  $p_{\text{min}}$  将有效探测范围以外的粒子及其全部信息剔除掉.

(7) 粒子鉴别: 依照不同的粒子类型分别调用三个子程序对电子、 $\mu$  子和强子按照事先给定的误判率用均匀分布抽样进行鉴别. 例如对动量为  $1\text{GeV}/c$  的  $\pi$ , 从表 1 可见约有 3% 被误判为  $\mu$ .

(8) 重填数据公用块: 把以上处理过的数据重新读入数据公用块. 这时粒子的四动量已有微小的变化(由分辨率的模糊化造成), 也可能会丢失个别粒子, 并可能有个别粒子被误鉴别为别的粒子. 当然, 由于 BTCF 探测器的卓越性能, 这些变化、丢失和误鉴别会比北京谱仪乃至当前现有的任何谱仪都要少得多.

至此, 可以返回去产生和处理下一个事例, 或者当已处理完 SOBER 卡所要求的全部事例数后进行物理分析.

物理分析过程也采用北京谱仪现有的框架, 由用户填写 DRUNK 卡和书写物理分析程序. 其中要连接用户自己写的物理分析程序.

### 2.3 使用方法和检验

由上所述, BTCF 的快速模拟蒙特卡罗方法在采用参数化模拟的同时, 使用了北京

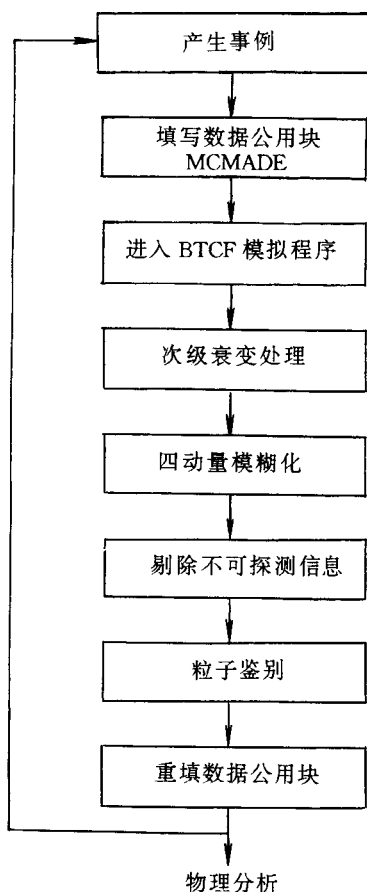


图 1 快速蒙特卡罗模拟方法流程图

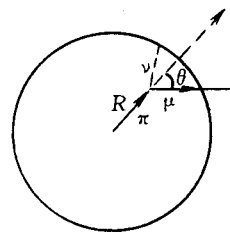


图 2 粒子的次级衰变

谱仪现存的数据结构、程序框架和产生子。因此, 使用者只要按照需要填写 SOBER 卡和 DRUNK 卡 (注意这里要连接 TAUCHARM.FOR 和用于物理分析的程序), 整个过程与在 BES 进行蒙特卡罗模拟非常相似。这不仅大大减少了建立快速模拟方法的工作量以便能更快地进入物理模拟阶段, 更重要的是使全体 BES 用户参与 BTCF 蒙特卡罗模拟时感到非常方便。同时, 参数化的模拟方法既快捷 (节省 CPU) 又可灵活调节探测器参数, 后者对于可行性研究乃至预制研究阶段都非常重要, 因为这时探测器的设计及其性能还未完全定型, 调节参数是不可避免的。

在进行正式物理分析之前, 用已经很好地研究过的 Bhabha 事例、双  $\mu$  事例和  $\rho\pi$  事例对快速模拟的蒙特卡罗方法做了检验。结果表明我们的分析方法得到的结果与已有的结果符合得很好。这证明 BTCF 快速蒙特卡罗方法对电子、 $\mu$  子、强子和光子的分析结果都是可信的。

### 3 用 BTCF 快速蒙特卡罗方法进行物理模拟的主要结果

#### 3.1 $\tau$ 物理

##### 3.1.1 Michael 参数 $\rho$ 的测量<sup>[2]</sup>

在  $\tau$  的纯轻子衰变  $\tau \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$  中, 对不同的 V, A 类型, 标准模型对关系式

$$dN/dx = x^2[12(1-x) - \frac{8}{3}\rho(3-4x) + r(x)]$$

中的 Michael 参数  $\rho$  有不同的期待值。蒙特卡罗模拟表明只有在对撞能量  $\sqrt{s} = 3.55\text{GeV}$  时,  $\rho$  值对整个  $x$  值区域都灵敏而在其它能区均不灵敏, 这就说明只有在 BTCF 测量才能得到最好的结果。在 BTCF 运行 700 小时 (约一个月) 的情况下, 期待的测量精度为

$$\delta\rho/\rho \approx 0.5\%.$$

这样的测量精度已足够确定 V, A 类型。

##### 3.1.2 $\tau$ 中微子质量上限的测量<sup>[2]</sup>

经过不断改进, 最后选择了在 BTCF 对撞能量为  $3.68\text{GeV}$  处进行  $M_{\nu_\tau}$  测量, 以保证没有粲夸克本底; 采用  $\tau \rightarrow \text{KK}\pi\nu_\tau$  和  $\tau \rightarrow 5\pi\nu_\tau$  为两个信号道; 以及  $\tau \rightarrow l\nu_\tau\bar{\nu}_l$  ( $l$  可为电子和  $\mu$  子) 为标记道。这时可能的本底信号为  $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow u,d,s \rightarrow 4$  叉和  $6$  叉衰变, 采用适当的事例判选条件可使信号/本底为  $10^3$ 。由于采用了二维拟合, 扩大了灵敏区 (图 3 中的竖线部分, 一维拟合的灵敏区仅为竖线中  $M_{\text{KK}\pi} > 1.75\text{GeV}$  的一小部分), 使落入灵敏区的事例数占到了事例总数 (应为图 3 中的暗色部分) 的约 12%。因而在 BTCF 上运行一年约可得到 1000 个  $\text{KK}\pi\nu_\tau$  事例和 160 个  $5\pi\nu_\tau$  事例。用这些事例可作出似然函数与  $M_{\nu_\tau}$  的关系曲线 (图 4)。它显示出置信度为 95% 时的  $M_{\nu_\tau}$  上限为  $0.81\text{MeV}$  (仅考虑统计精度)。加上对系统误差的计算 (总系统误差为  $0.17\text{MeV}$ ), 可以期待在 BTCF 上得到  $\tau$  中微子质量的上限小于  $1\text{MeV}$ 。这将好于 B 介子工厂预期的结果。

##### 3.1.3 在 $\tau$ 系统中的 CP 破坏<sup>[3]</sup>

$\tau$  系统中的 CP 破坏是尚待解决的最重要的物理课题之一。实验上考虑级联过程

$$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$$

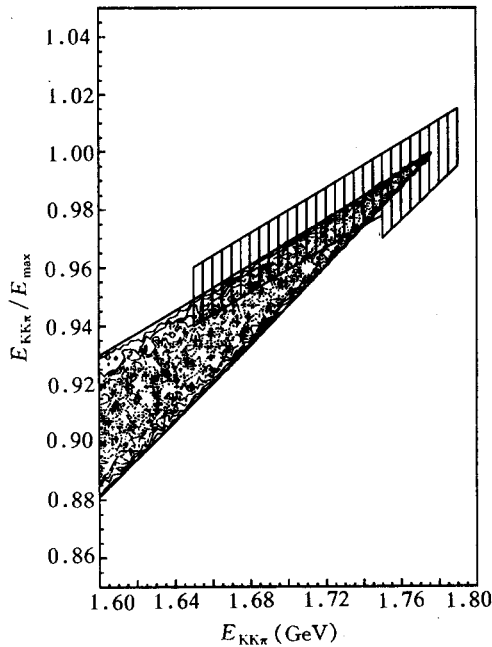


图3 二维拟合的灵敏区

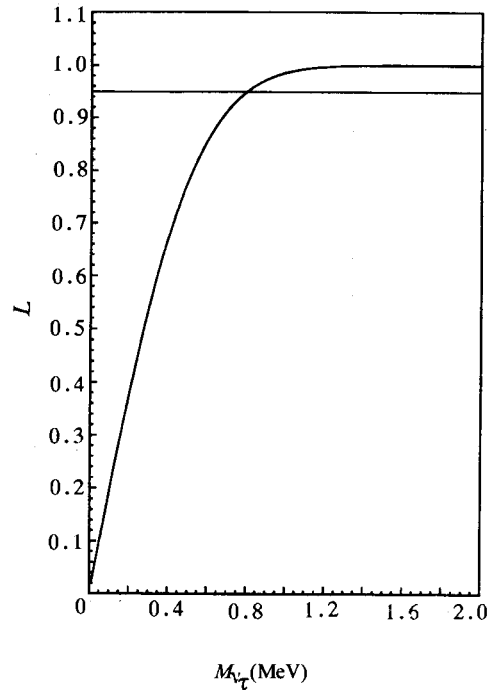


图4 似然函数曲线

$$\rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau \mu^- \bar{\nu}_e \nu_\tau.$$

定义  $CP$  破坏的振幅为

$$A = \langle \mathbf{p}_e \cdot (\mathbf{p}_e \times \mathbf{p}_\mu) \rangle,$$

其中  $\mathbf{p}_e$  为入射电子动量的单位矢量,  $\mathbf{p}_e$  为由  $\tau$  衰变的电子动量的单位矢量,  $\mathbf{p}_\mu$  为另一个  $\tau$  衰变的  $\mu$  子动量的单位矢量.

理论预期, 如果没有  $CP$  破坏, 则  $A$  为 0; 如  $A$  明显不为 0, 则存在  $CP$  破坏<sup>[3,4]</sup>. 用 BES 数据找到了 432 个  $e\mu$  事例, 据此得到  $A = -0.027 \pm 0.031 \pm 0.006$ , 其中第一项是统计误差, 第二项是系统误差. 在 BTCF 上运行一年, 统计误差可降低到约 0.05%, 系统误差则可降到 0.1% 以下. 因此, 如果在  $\tau$  系统中存在  $CP$  破坏且其振幅  $A$  在 0.1% 的量级, 则可在 BTCF 观察到  $CP$  破坏.

## 3.2 架物理

### 3.2.1 $D$ 和 $D_s$ 的纯轻子衰变及其衰变常数 $f_D, f_{D_s}$ 的测量<sup>[2]</sup>

$D_{(s)}$  的纯轻子衰变道是其最简单的衰变模式. 其衰变分支比在标准模型中可以被精确计算:

$$Br(D_{(s)}^+ \rightarrow l^+ \nu_l) = \tau_{D_{(s)}^+} \frac{G_F^2}{8\pi} f_{D_{(s)}}^2 M_{D_{(s)}}^2 |V_{cd(s)}|^2 M_l^2 \left(1 - \frac{M_l^2}{M_{D_{(s)}}^2}\right)^2,$$

这里  $D_{(s)}$  表示  $D$  或  $D_s$ ,  $f_{(s)}$  表示  $f_D$  或  $f_{D_s}$ .  $f_{(s)}$  对预言  $D$  和  $D_s$  的半轻子衰变和非轻子衰变的分

支比以及理解强子的波函数和次级弱过程如  $D^0\bar{D}^0$  混合和  $CP$  破坏都是非常重要的. 由上式可见, 精确测量  $f_{(s)}$  取决于精确测量  $D_{(s)}$  的纯轻子衰变分支比. 只有在 BTCF 才可精确测量  $f_{(s)}$  的值, 除了高亮度和高  $D_{(s)}\bar{D}_{(s)}$  产额之外, 在 BTCF 上测量还有以下优越性:

(1) 低本底: 根据丢失质量平方  $M_{miss}^2$  的分布 (图 5 和图 6) 可见几乎所有的本底都可与信号分开, 此外, 还可用低于

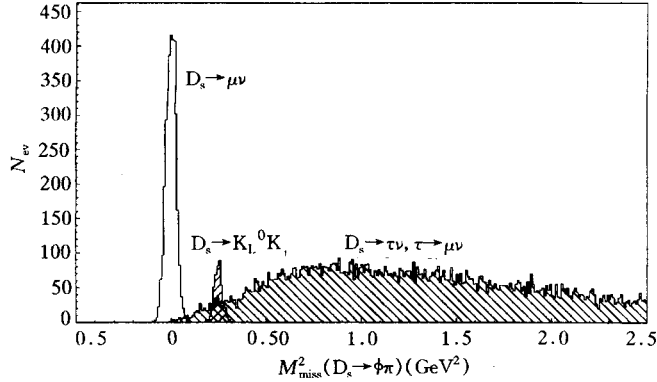


图 5  $D_s$  衰变的丢失质量平方分布

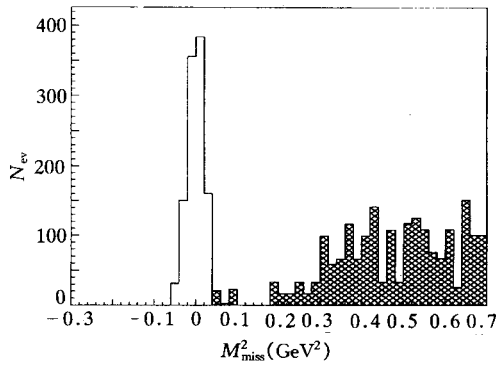


图 6  $D$  衰变的丢失质量平方分布

$D_{(s)}\bar{D}_{(s)}$  阈的对撞能量从实验上测定本底;

(2) 在近阈处运行, 对  $f_{D_s}$  测量对撞能量为 3.77 GeV, 对  $f_D$  测量对撞能量为 4.03 GeV, 可以采用单标记方法;

(3) 在比较低的能区, 有利于粒子鉴别.

在综合考虑了统计误差和系统误差之后, 在 BTCF 上运行一年 (5000 小时) 预期的测量精度为

$$\delta f_{D_s} / f_{D_s} \approx 1\% - 2\%,$$

$$\delta f_D / f_D \approx 2\%.$$

### 3.2.2 $D^0\bar{D}^0$ 混合及在粲介子中 $CP$ 破坏的研究<sup>[5]</sup>

$D^0\bar{D}^0$  混合与中性  $D$  介子衰变的  $CP$  破坏紧密相关, 同时  $D^0\bar{D}^0$  混合本身也能很好地检

表 2  $D^0\bar{D}^0$  混合

衰变道	事例数	$r_D$ (6 个混合事例)	运行能量 (GeV)
$e^+e^- \rightarrow \psi', \psi'' \rightarrow D^0\bar{D}^0$ $D^0 \rightarrow K^-\pi^+, \bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$	70914	$8.5 \times 10^{-5}$	3.77
$e^+e^- \rightarrow \psi', \psi'' \rightarrow D^0\bar{D}^0$ $D^0 \rightarrow K^-\pi^+, \bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$	60818	$9.9 \times 10^{-5}$	3.77
$e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^-, D^{*+} \rightarrow \pi^+D^0$ $D^0 \rightarrow K^-\pi^+, \bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$	23171	$2.6 \times 10^{-4}$	4.03

验标准模型并探索超出标准模型的新物理.

实验上将混合率定义为

$$r_D \equiv \frac{N(D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow f)}{N(D^0 \rightarrow f)} \approx \frac{x^2 + y^2}{2},$$

其中  $N(D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow f)$  是  $D^0$  混合为  $\bar{D}^0$  再衰变的数目,  $N(D^0 \rightarrow f)$  是  $D^0$  直接衰变的数目,  $x \equiv \frac{\Delta M}{\Gamma}$ ,  $y \equiv \frac{\Delta \Gamma}{2\Gamma}$ , 而  $\Delta M$  和  $\Delta \Gamma$  分别是两个味道和质量本征态之间的宽度之差.

蒙特卡罗模拟研究了3个衰变道(见表2). 从表2可以看出, BTCF运行一年(5000小时), 用这三个衰变道研究  $D^0 \bar{D}^0$  混合都可以达到  $10^{-4}$  或更高的精度(对于找到6个混合事例). 其中第三个衰变道得到的结果较差, 但是这里只用了  $D^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^+$  一个强子衰变道来标记  $D^0$  的产生. 而实际上还可以用其它  $D^+$  的强子衰变道来标记. 同时其它  $D^0 \rightarrow \bar{D}^0$  的半轻子衰变模式也可以用来鉴别其衰变. 例如  $\pi^+(K^+ \mu^- \nu)(K^+ \pi^- \pi^-)$ ,  $\pi^+(K^+ e^- \nu)(D^- \text{tag})$  和  $\pi^+(K^+ \mu^- \nu)(D^- \text{tag})$ . 这样可以得到更多的事例数从而提高  $r_D$  值的精度. 同样对于  $\psi'' \rightarrow D^0 \bar{D}^0$  中的半轻子衰变, 也可利用诸如  $\psi'' \rightarrow (K^- e^+ \nu)(K^- \mu^+ \nu)$  和  $\psi'' \rightarrow (K^- \mu^+ \nu)(K^- \mu^+ \nu)$  来提高  $r_D$  值的精度.

对于由  $D^0 \bar{D}^0$  混合引起的  $CP$  破坏, 必须要求系统的  $C$  宇称为偶, 即采用  $e^+ e^- \rightarrow D^0 \bar{D}^0 \gamma$ . 这时  $CP$  的不对称为  $2\sqrt{2}r_D A$ , 其中

$$A \equiv \frac{M[(K^+ e^- \nu)(K^+ K^-)] - N[(K^- e^+ \nu)(K^+ K^-)]}{M[(K^+ e^- \nu)(K^+ K^-)] + N[(K^- e^+ \nu)(K^+ K^-)]}$$

在 BTCF 上, 可望测量到约 1% 量级的不对称, 这与目前理论的预期值所要求的精度差距较大.

### 3.3 粲偶素物理

#### 3.3.1 对 $\xi(2230)$ 的进一步研究<sup>[2,6]</sup>

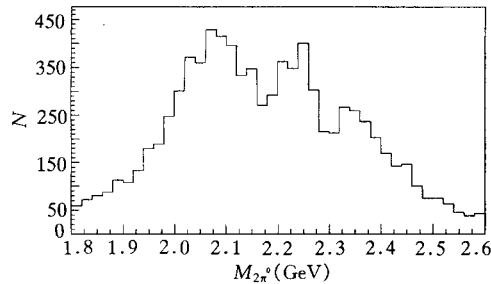


图7  $J/\psi \rightarrow \gamma \pi^0 \pi^0$  的不变质量谱

$2^{++}$  还是  $4^{++}$ . 另外, 还需要研究更多的衰变道并对已发现的衰变道作更仔细的研究. 对  $J/\psi \rightarrow \gamma \xi(2230) \rightarrow \gamma \pi^0 \pi^0$  道用  $10^8 J/\psi$  事例进行了模拟, 得到了较好的结果(图7). 相信更高的统计量将得到更好的结果, 也可研究更多的衰变道.

$\xi(2230)$  被认为是  $2^{++}$  胶球的候选态, 最新的格点规范理论预言  $2^{++}$  胶球的质量为  $2270 \pm 100 \text{ MeV}$ , 也与  $\xi(2230)$  相符合, 用 BTCF 蒙特卡罗模拟方法分析了  $\xi(2230)$  的自旋-宇称. 为了分析方便, 选取了本底相对干净的  $J/\psi \rightarrow \gamma K_s^0 \bar{K}_s^0$ . 用  $10^9 J/\psi$  数据可以产生  $3 \times 10^4$  个  $J/\psi \rightarrow \gamma \xi \rightarrow \gamma K_s^0 \bar{K}_s^0$  事例. 在分析中分别产生了  $2^{++}$  的  $\xi(2230)$  和  $4^{++}$  的  $\xi(2230)$ , 并用最大似然法对其角分布进行分析. 对  $2^{++}$  数据的最大似然法分析表明用  $4^{++}$  拟合的似然函数  $L(4^{++})$  与用  $2^{++}$  拟合的似然函数  $L(2^{++})$  之比为

BES 合作组报告了  $\xi(2230)$  的研究结果<sup>[7]</sup>. 不仅证实了  $\xi(2230)$  在  $J/\psi \rightarrow \gamma K \bar{K}$  衰变中的存在<sup>[8]</sup>, 同时发现了  $\xi \rightarrow p \bar{p}$ ,  $\xi \rightarrow \pi^+ \pi^-$  等非奇异态衰变方式.  $\xi(2230)$  味道对称的衰变、在  $J/\psi$  辐射衰变中的丰富产生以及到  $\pi^+ \pi^-$  和  $K \bar{K}$  的极窄的部分宽度都支持  $\xi(2230)$  为胶球态的解释. 然而, 每个衰变道仅观察到 20—40 个事例对研究它的性质毕竟太少了. 还远远不能确定它的自旋是

$$L(4^{++}) / L(2^{++}) = e^{-146} \approx 10^{-61},$$

说明  $J^{PC} = 2^{++}$ , 而  $J^{PC} = 4^{++}$  可以彻底排除. 图 8(a) 和 (b) 显示了由  $2^{++}$  数据产生经过接收度修正后的  $\cos\theta_\gamma$  和  $\cos\theta$  分布. 其中实线是  $2^{++}$  的拟合曲线, 虚线是  $4^{++}$  的拟合曲线. 图 8(b) 同样显示出  $J^{PC} = 2^{++}$ . 对  $4^{++}$  数据的最大似然法分析表明用  $2^{++}$  拟合的似然函数  $L(2^{++})$  与用  $4^{++}$  拟合的似然函数  $L(4^{++})$  之比为

$$L(2^{++}) / L(4^{++}) = e^{-125} \approx 10^{-52},$$

图 8(c) 和 (d) 显示了由数据产生经过接收度修正后的  $\cos\theta_\gamma$  和  $\cos\theta$  分布. 其中实线是  $4^{++}$  的拟合曲线, 虚线是  $2^{++}$  的拟合曲线. 以上分析同样表明  $J^{PC} = 4^{++}$  而可以彻底排

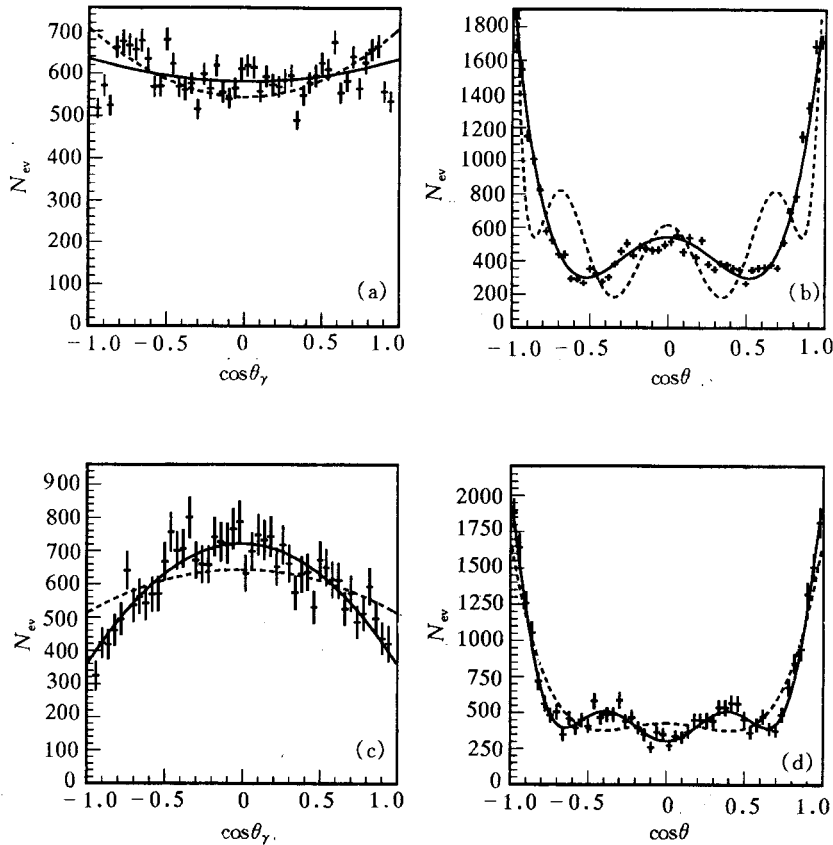


图 8 对  $\xi(2230)$  的自旋-宇称分析

除  $J^{PC} = 2^{++}$  的可能性.

因此可以得出如下结论: 由于 BTCF 的高亮度和精良的探测器, 无论  $\xi(2230)$  的自旋-宇称为  $2^{++}$  或  $4^{++}$  均可在 BTCF 完全确定.

### 3.3.2 $^1P_1$ 态的寻找及其自旋-宇称分析

迄今对  $^1P_1$  态仅有的信息就是  $E(760)$  报告的

$$M(^1P_1) = 3526.2 \pm 0.15 \pm 0.20 \text{ MeV}, \quad \Gamma < 1.1 \text{ MeV}.$$

如果  $^1P_1$  态确实存在, 则在  $\psi'$  的衰变中应该看到它. 理论预期



$$Br(\psi' \rightarrow \pi^0 P_1) = 2 \times 10^{-4}, \quad Br(^1P_1 \rightarrow \gamma \eta_c) \approx 0.7.$$

选择  $\psi' \rightarrow \pi^0 \gamma \eta_c \rightarrow \pi^0 \gamma K^+ K^- \pi^0$  和  $\psi' \rightarrow \pi^0 \gamma \eta_c \rightarrow \pi^0 \gamma K^+ K^- \pi^+ \pi^-$  作为信号道并考虑了相应的本底道和适当的事例判选条件. 当采用  $5 \times 10^8$  的  $\psi'$  事例时, 可得到清晰的  $^1P_1$  信号(图

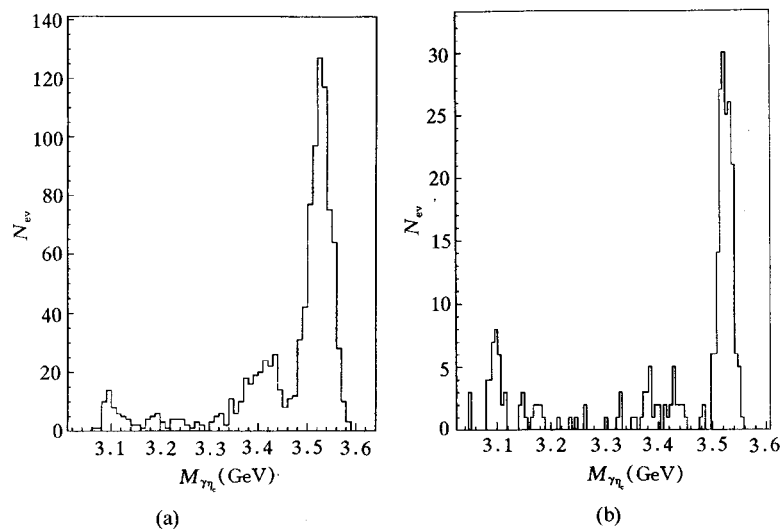


图9  $\gamma \eta_c$  的不变质量谱

(a)  $\gamma \eta_c \rightarrow \gamma K^+ K^- \pi^0$ ; (b)  $\gamma \eta_c \rightarrow \gamma K^+ K^- \pi^+ \pi^-$ .

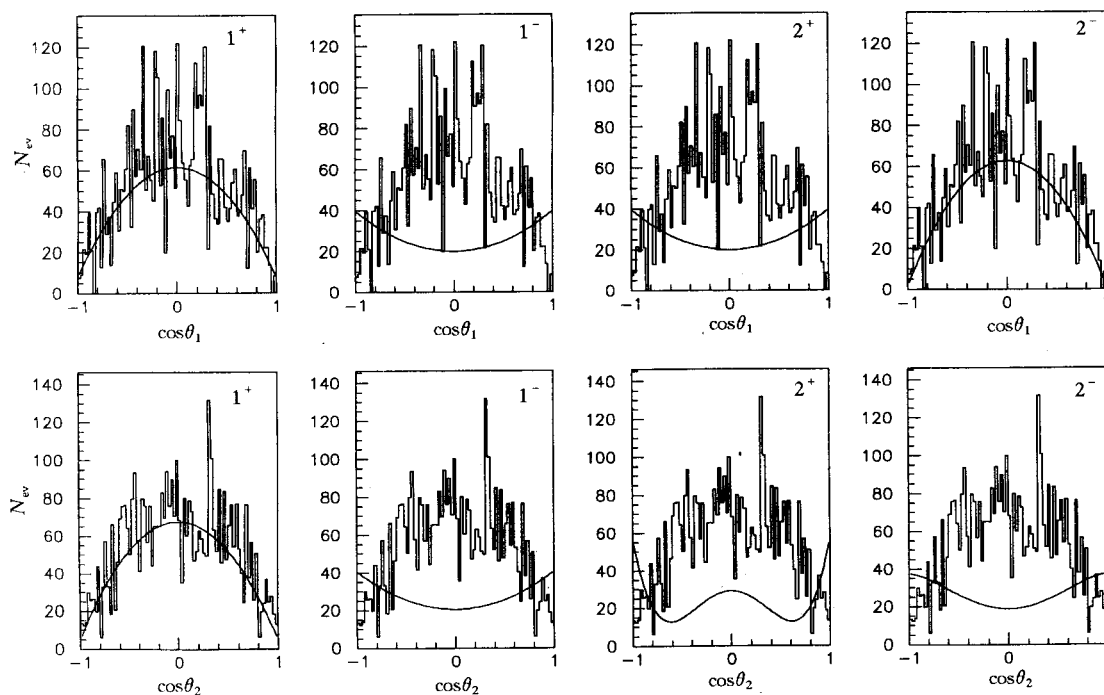


图10 对 $^1P_1$ 态的自旋-宇称分析

9(a)、(b)).

对 $^1P_1$ 态的自旋-宇称分析也使用了最大似然法. 对 $\psi' \rightarrow \pi^0 \gamma \eta_c$ 分别产生了带有不同 $C_0$ 的 $1^+$ ,  $1^-$ ,  $2^+$ ,  $2^-$ 的 $^1P_1$ 事例. 结果表明与产生的 $J^P$ 相同的自旋-宇称态的理论分布总能很好地拟合产生的数据. 作为例子, 图 10 给出对产生的 $J^P = 1^+$ ,  $C_0 = 5$ 的数据与分别用 $J^P = 1^+, 1^-, 2^+, 2^-$ 拟合的结果. 显然只有 $J^P = 1^+$ 的曲线与数据符合. 更重要的是似然函数之比

$$L(J_{\text{other}}^P) / L(J_{\text{gen}}^P) = e^{-50 - 200},$$

其中 $L(J_{\text{gen}}^P)$ 是用产生事例的自旋-宇称所得到的似然函数,  $L(J_{\text{other}}^P)$ 是其它自旋-宇称所得到的似然函数. 这个比值及图 10 的拟合曲线表明, 在 BTCF, 不仅可以找到 $^1P_1$ 态, 还可确定其自旋-宇称.

## 4 小 结

对 BTCF 快速蒙特卡罗模拟方法的介绍和用它完成的物理模拟结果表明, 该方法不仅具有一般参数化蒙特卡罗模拟方法快速、节省计算机资源 (CPU 和磁盘空间) 和可灵活调节探测器参数 (这在可行性研究和预制研究阶段特别重要) 的优点, 而且由于其用户环境与北京谱仪的模拟环境相同, 因此特别适合于北京谱仪合作组成员 (他们同时也是 BTCF 的主要参加者) 使用. 我们能很快得出一系列重要的物理模拟结果均得益于上述优点. 使用这种模拟方法作出的一系列物理模拟结果表明它们不仅极大地好于现有结果, 而且将好于正在建造的加速器或粒子工厂所可能得到的结果, 有些结果甚至只能在 BTCF 上得到. 这就说明了建造 BTCF 的重要性和不可替代性.

本工作完成过程中, 郑志鹏、李金、李卫国、顾以藩、张长春、祝玉灿和朱永生等教授都给予过有力的支持和帮助. 在工作进行的过程中, 作者与黄涛、杜东生、吴济民和郁宏等教授进行了有益的讨论. 计算中心对本工作给予了大力支持. 作者在此一并表示衷心感谢.

## 参 考 文 献

- [1] C. Chen *et al.*, IHEP-BTCF Report-03, Oct. 1996.
- [2] Y. Z. Huang *et al.*, Proceedings of the Workshop on  $\tau$ -Charm Factory at IHEP, Feb. 1996, Beijing, China.
- [3] N. D. Qi *et al.*, Proceedings of 4th International Workshop on Tau Lepton Physics 16—19 Sep. 1996, Estes Park, CO, USA.
- [4] T. D. Lee, Proceedings of 17th International Symposium on Lepton-Photon Interactions, 10—15 Aug. 1995, Beijing, China.
- [5] B. S. Cheng, Y. Z. Huang, A. M. Ma, Proceedings of the Workshop on  $\tau$ -Charm Factory at IHEP, Feb. 1996, Beijing, China.
- [6] A. M. Ma, Y. Z. Huang, B. S. Cheng, Proceedings of the Workshop on  $\tau$ -Charm Factory at IHEP, Feb. 1996, Beijing, China.
- [7] J. Z. Bai *et al.* (BES Collaboration), *Phys. Rev. Lett.*, **76**(1996)3502.
- [8] R. M. Baltrusaitis *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **56**(1986)107.

## Development and Application of Fast Monte Carlo Simulation Method for Beijing $\tau$ -Charm Factory (BTCF)

Huang Yinzhi   Cheng Baosen   Liu Huaimin   Ma Aimin   Xiong Weijun  
Fan Xiaoling   Qi Nading   Zhang Dahua   Chen Shaomin   Xie Yuehong  
Li Haibo   Hu Jingliang   Zhang Jinlong

(*Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039*)

Received 31 October 1996

### Abstract

Based on the existing concept design and the expected performance of the detector at the future  $\tau$ -charm factory, a fast Monte Carlo simulation program package using the BES software frame and data structure has been developed. Various important and / or interesting physics issues have been simulated by using this method, and a series of important physics results have been got. The design idea, the program frame, and the advantages of this method have been described. One can conclude that this Monte Carlo simulation method can greatly save CPU and disk space, and is specially suitable for BES users. The physics results obtained from the simulation demonstrate that it is essential to build the BTCF.

**Key words**  $\tau$ -charm factory, Monte Carlo simulation,  $CP$  violation, charmonium,  $D^0 \bar{D}^0$  mixing, spin-parity analysis.