

北京谱仪 R 值测量中的初态辐射修正*

胡海明 祁向荣 黄光顺 赵政国

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 从 R 值测量实验的角度讨论了 e^+e^- 碰撞通过单光子湮没产生强子截面的辐射修正,分析了 3 种典型的计算方案. 在 BEPC/BES 上运行的 2—5 GeV 能区,不同方案给出的辐射修正因子理论值 $(1 + \delta)$ 的差别大约是 1%—2%,而每一方案计算中由于各种不确定因素带来的有效辐射修正因子 $(1 + \delta_{\text{obs}})$ 的总误差约为 2%—3%.

关键词 强子事例 截面 辐射修正 正负电子湮没

1 引言

R 值定义为 e^+e^- 碰撞通过单光子湮没产生强子与产生 $\mu^+\mu^-$ 的最低阶截面之比

$$R = \frac{\sigma^0(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma^0(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (1)$$

实验上 R 值是通过下式测量的

$$R = \frac{N_{\text{had}}^{\text{obs}} - N_{\text{bg}}}{\sigma_{\mu\mu}^0 \cdot L \cdot \bar{\epsilon}_{\text{had}} \cdot (1 + \delta)} \quad (2)$$

其中 $N_{\text{had}}^{\text{obs}}$ 是观测到的候选强子事例数, N_{bg} 为剩余本底事例数, L 是数据的积分亮度, $\bar{\epsilon}_{\text{had}}$ 为强子事例的探测效率. $\sigma_{\mu\mu}^0$ 为理论上计算的 $\mu^+\mu^-$ 的零阶截面

$$\sigma_{\mu\mu}^0 = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \quad (3)$$

α 是精细结构常数, $s = W^2$ 为质心系能量平方. $(1 + \delta)$ 为辐射修正因子,表示高阶 Feynman 图过程的贡献(见图 1). 囿于末态辐射修正涉及非微扰强子化计算,只能得到模型相关的结果. KLM 定律证明,对所有强子末态求和抵消了类似于初态辐射修正中起主要贡献的对数项^[1,2],剩下一个 $(1 + 3\alpha Q^2/\pi^2)$ 的因子^[3]. 现在对强子结构的了解还很粗略,当前 R 值测量中没有必要追求其电磁修正.

辐射修正采用微扰论近似计算,与所计算 Feynman 图的阶数 $O(\alpha^n)$ 和所采用的重整

2000-07-15 收稿, 2001-03-13 收修改稿

* 国家自然科学基金资助(19805009,19991480,19825116),中国科学院重大项目(KJ95T-03)和百人计划基金资助

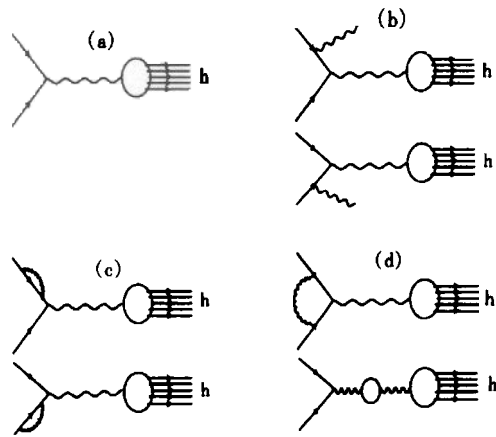


图 1 e^+e^- 通过单光子湮没产生强子的 Feynman 图
(a) 最低阶强子产生过程; (b) 初态初致辐射; (c) 初态 e^+
和 e^- 自能; (d) 初态顶点修正及真空极化. 辐射修正因子
 δ 即为 (b), (c) 及 (d) 所示的高阶过程的贡献.

和,

$$\sigma^0(s) = \sigma_{\text{con}}^0(s) + \sigma_{\text{res}}^0(s), \quad \sigma^T(s) = \sigma_{\text{con}}^T(s) + \sigma_{\text{res}}^T(s).$$

其中 σ^0 和 σ^T 的关系定义为

$$\sigma^T(s) \equiv \sigma^0(s) \cdot (1 + \delta).$$

零阶连续态强子态产生截面 $\sigma_{\text{con}}^0(s)$ 可用下式计算

$$\sigma_{\text{con}}^0(s) = \tilde{R}(s) \cdot \sigma_{\mu\mu}^0(s), \quad (6)$$

\tilde{R} 是除去共振态贡献的 R 值. 从强子产生阈 $\sqrt{s} = 2m_\pi$ 到 1.8 GeV 能区, 计算中 \tilde{R} 取实验拟合值 \tilde{R}_{exp} . 在大于 1.8 GeV 能区, 微扰 QCD 预言精度高于目前实验精度^[4], 且在误差范围内 R_{QCD} 与实验的 \tilde{R}_{exp} 相符, \tilde{R} 可取为理论预言值 R_{QCD} .

BEPC 能区存在丰富的共振态, 共振态截面的结构会明显地体现在辐射修正因子中. 计算中考虑了质量小于 5 GeV 的 14 个 1^{--} 共振态的贡献, 其本征截面可以表示为相对论 Breit-Wigner 形式

$$\sigma_{\text{BW}}(s) = \frac{12\pi\Gamma^{ee}\Gamma^{\text{had}}}{(s - M^2)^2 + (M\Gamma^{\text{tot}})^2}, \quad (7)$$

或非相对论形式

$$\sigma_{\text{BW}}(s) = \frac{3\pi}{s} \cdot \frac{\Gamma^{ee}\Gamma^{\text{had}}}{(W - M)^2 + (\Gamma^{\text{tot}}/2)^2}, \quad (8)$$

如果忽略共振态之间的干涉效应, 零阶总共振截面为

$$\sigma_{\text{res}}^0(s) = \sum \sigma_{\text{BW}}(s). \quad (9)$$

实验测量截面与物理(理论)截面之间的关系为

$$\sigma_{\text{obs}}^0(s) \equiv \epsilon^0 \cdot \sigma^0(s), \quad \sigma_{\text{obs}}^T(s) = \bar{\epsilon} \cdot \sigma^T(s), \quad (10)$$

ϵ^0 和 $\bar{\epsilon}$ 分别是没有和具有初态辐射的强子事例探测效率, 需用 Monte Carlo 方法估计.

化技术有关. 在已发表的文献中, 不同作者给出的表达式是有差别的. 本文不打算从纯理论角度去讨论这些结果, 而是从 R 值实验的应用方面去考查它们, 从辐射修正因子的数值上去比较不同方案之间的差异, 结合物理上的分析, 选择其中适用的方案, 并对系统误差给出一个估计.

2 辐射修正中与实验相关的一个问题

2.1 强子截面的一般性考虑

零阶截面 $\sigma^0(s)$ 和总截面 $\sigma^T(s)$ 可以表示为连续强子态截面和共振态截面之和,

2.2 宽共振态总宽度能量相关性

$\psi(3770)$, $\psi(4040)$, $\psi(4160)$ 和 $\psi(4415)$ 是宽共振态, 目前实验没能确定其所有可能的衰变道. Eichten 耦合道模型^[5] 预言它们均衰变为两粲介子. 宽共振态总衰变宽度与能量和角动量量子数 L 有关^[6]. $\Gamma^{\text{tot}}(s)$ 能量相关性包含相空间因子和位垒函数 B_L . B_L 与相互作用有关, 作为第一级近似, 可用非相对论量子力学计算^[7]. 总衰变宽度等于所有可能衰变道宽度之和,

$$\Gamma^{\text{tot}}(s) = \sum_{ch} \Gamma_{ch}^{\text{tot}}(s). \quad (11)$$

对每一道还需对其所有可能的衰变分波 L 求和

$$T_{ch}^{\text{tot}}(s) = \Gamma_R \sum_L \frac{z^{2L+1}}{B_L}, \quad (12)$$

其中 $z \equiv rp$, r 为相互作用半径, 其数值对结果不敏感. 根据强相互作用力程估计 r 约为 1—2 fm. Γ_R 由拟合实验数值得到, p 为末态粒子动量. 衰变分波宽度正比于 p^{2L+1} , 这一效应称为离心位垒. 当衰变动量不大时, 衰变分波宽度随 L 增加而迅速减小. 当某一衰变道可以通过几种分波进行时, 一般以低分波贡献为主.

2.3 共振态相干性

在 ψ 族共振区, 连续强子态与 ψ 族衰变道没有相同的末态(假设两体 DD 态均来自 ψ 族粒子衰变), 它们之间没有相干性. ψ 族不同的宽共振态峰位相互靠近, 截面有明显的重叠, 它们有相同的衰变末态, 因而存在干涉效应. ψ 族粒子在其共振区是近阈产生, 相对论效应很弱, 可用非相对论性 Breit-Wigner 振幅描述

$$T_R = \frac{\pm \frac{1}{2} \sqrt{\Gamma^{\text{ee}} \Gamma^{\text{had}}}}{W - M + i\Gamma^{\text{tot}}/2}. \quad (13)$$

在相对论量子力学中, 还应考虑反粒子(相当于负能态)贡献, 相对论性振幅为

$$T_R = \frac{\pm M \sqrt{\Gamma^{\text{ee}} \Gamma^{\text{had}}}}{s - M^2 + iM\Gamma^{\text{tot}}}. \quad (14)$$

总共振振幅为各共振态振幅的相干迭加, 相干截面为

$$\sigma_{\text{res}}^0 = \frac{4\pi(2J+1)}{s} \left| \sum_R T_R \right|^2.$$

干涉效应明显地改变了共振峰的形状, 零阶截面呈现不对称性

2.4 软光子问题

初态辐射分为实光子和虚光子辐射. 在微扰 QED 计算中, 需引入任意小软光子能标 k_0 来划分软辐射和硬辐射相空间. 虚光子和实软光子($k \equiv E_\gamma/E < k_0$) 辐射修正是因子化的^[8]

$$\sigma^{\text{vSB}} \equiv \sigma_0 + \sigma^{\text{V}} + \sigma^{\text{SB}} = \sigma^0 (1 + \delta^{\text{V}} + \delta^{\text{SB}}). \quad (16)$$

σ^{V} 和 σ^{SB} 分别表示虚辐射和软辐射截面. 当初态 e^+ 或 e^- 辐射能量为 k 的实光子时, 产生

强子的有效能量为 $s' = s(1-k)$. 在单光子辐射近似下, 硬辐射截面 σ^{HB} 由光子谱分布^[9]

$$\frac{\partial \sigma^{\text{HB}}}{\partial k} = \frac{\beta}{k} \left(1 - k + \frac{1}{2} k^2 \right) \sigma^0(s'), \quad (k > k_0) \quad (17)$$

积分得到. 其中 $\beta = \frac{2\alpha}{\pi} \left[\ln \frac{s}{m_e^2} - 1 \right]$ 出现于每个韧致辐射顶角上, 称为韧致辐射有效耦合常数.

σ^{VSB} 和 σ^{HB} 都是有限的, 但两者仍与人为引入的任意数 k_0 有关, 确定阶微扰 QED 计算结果受所谓 k_0 问题的困扰. 从实验角度, 可把理论上划分软光子和硬光子的任意性与探测器对辐射光子的分辨本领相联系. BES 所能探测到的最小光子能量为 50—80 MeV, 相当于 k_0 为 0.02—0.08. 事实上, 软光子辐射高阶图贡献是重要的. 更精确的计算应包括任意数目软光子辐射图的贡献, 其结果是软光子谱具有指数化性质^[10,11], 相当于在 $\partial \sigma^{\text{HB}} / \partial k$ 中直接乘以因子 k^β . 因而实辐射截面

$$\sigma^R = \int_0^{k_m} dk \cdot k^\beta \frac{\partial \sigma^{\text{HB}}}{\partial k}. \quad (18)$$

它在整个区间 $[0, k_m]$ 是收敛的, 积分上限 k_m 由有效质心能量大于强子产生阈确定. 这就消除了理论上的 k_0 问题.

2.5 真空极化

真空极化的贡献使光子传播子变为

$$\frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2} \Rightarrow \frac{ig_{\mu\nu}}{q^2 [1 - \Pi(q^2)]}.$$

计算至 α 的领头阶, 经重整化后相当于零阶截面改变为

$$\sigma^0(s) \Rightarrow \frac{\sigma^0(s)}{|1 - \hat{\Pi}_2(s)|^2}. \quad (20)$$

其中 $\hat{\Pi}_2(s) \equiv \Pi_2(s) - \Pi_2(0)$ 是有限的, 其实部可用色散关系表示

$$\text{Re} \hat{\Pi}_2(s) = \frac{s}{4\pi^2 \alpha} \sum_X \int_{s_{\text{th}}}^{\infty} \frac{\sigma_{e\bar{e} \rightarrow X}(s') ds'}{s - s' - i\epsilon}. \quad (21)$$

对 X 求和是因为真空极化费米子圈可以是轻子或夸克对. 当 $\hat{\Pi}_2(s)$ 是小量, 可取展开式

$$\frac{1}{|1 - \hat{\Pi}_2(s)|^2} = 1 + 2\text{Re} \hat{\Pi}_2(s) + \dots \quad (22)$$

因此真空极化因子表示为各相应修正项之和

$$\delta_{\text{vac}} = -2\text{Re} \hat{\Pi}_2(s) = \delta_{\text{vac}}^{e^+e^-} + \delta_{\text{vac}}^{\mu^+\mu^-} + \delta_{\text{vac}}^{\tau^+\tau^-} + \delta_{\text{vac}}^{\text{qu}}. \quad (23)$$

对于轻子圈, 色散积分可以解析地求出,

$$\delta_{\text{vac}}^{l^+l^-}(s) = \frac{2\alpha}{\pi} f(x), \quad (x = 4m_l^2/s), \quad (24)$$

其中

$$f(x) = -\frac{5}{9} - \frac{x}{3} + \frac{\sqrt{1-x}(2+x)}{6} \log \left[\frac{1 + \sqrt{1-x}}{1 - \sqrt{1-x}} \right], \quad (x \leq 1),$$

$$f(x) = -\frac{5}{9} - \frac{x}{3} + \frac{\sqrt{x-1}(2+x)}{3} \tan^{-1} \frac{1}{\sqrt{x-1}}, \quad (x > 1). \quad (25)$$

对夸克圈的计算可把 $q\bar{q}$ 等效为强子态,修正因子写成连续强子态与共振态贡献之和

$$\delta_{\text{vac}}^{\text{q}} \equiv \delta_{\text{vac}}^{\text{had}}(s) = \delta_{\text{vac}}^{\text{res}}(s) + \delta_{\text{vac}}^{\text{con}}(s), \quad (26)$$

其中

$$\begin{aligned} \delta_{\text{vac}}^{\text{res}}(s) &= \sum_j \frac{6\Gamma_j^{\text{ee}}}{\alpha M_j} \cdot \frac{s[s - M_j^2 + \Gamma_j^{\text{tot}} M_j \pi^{-1} \ln(s/m_c^2)]}{(s - M_j^2)^2 + (M_j \Gamma_j^{\text{tot}})^2}, \\ \delta_{\text{vac}}^{\text{con}}(s) &= -\frac{2\alpha s}{3\pi} \int_{4m_\pi^2}^{\infty} \frac{1}{s' - s} \left[\frac{\tilde{R}(s')}{s'} - \frac{\tilde{R}(s)}{s} \right] ds'. \end{aligned} \quad (27)$$

共振态可直接衰变为强子,而衰变为轻子则需通过(虚)光子耦合,因而存在真空极化效应.理论分析中常用最低阶轻子宽度(即 Breit-Wigner 公式中的 Γ^{ll}),而实验中所测量的轻子分宽度 $\Gamma_{\text{exp}}^{\text{ll}}$ 值则包含了真空极化效应^[3].它们之间关系为

$$\Gamma_{\text{exp}}^{\text{ll}} = \frac{\Gamma^{\text{ll}}}{|1 - \hat{\Omega}_2(s)|^2}. \quad (28)$$

强子分宽度没有这样的关系,即 $\Gamma_{\text{exp}}^{\text{had}} = \Gamma^{\text{had}}$ 因此,共振参数用实验值时,共振态的辐射修正中没有真空极化项.

3 辐射修正的计算方案

各方案计算的是总截面,辐射修正因子可根据(5)式得到,其中所用符号的含义与上节相同.

3.1 方案 I

在实验上广泛采用的处理初态辐射的方案是由 G. Bonneau 和 F. Martin^[8]引入的,它能统一地给出 e^+e^- 对撞通过湮没道产生任意末态辐射修正的一般公式,

$$\sigma^{\text{T}}(s) = \sigma^0(s) \left[1 + \frac{2\alpha}{\pi} \left(\frac{\pi^2}{6} - \frac{17}{36} \right) + \beta \left(\frac{13}{12} + \ln k_0 \right) \right] + \sigma^{\text{HB}}(s). \quad (29)$$

特定过程(反应道)的具体性质由相应的零阶截面 $\sigma^0(s)$ 体现.硬光子辐射截面 σ^{HB} 由分布(17)式积分得到,其余部分对应真空极化和质量重整化顶点形状因子的辐射修正及韧致辐射中与 k 无关部分及软光子辐射的贡献. e^+ 和 e^- 自能图在重整化后无贡献.(29)式中真空极化修正项直接从 Feynman 积分技巧求出,但只计算了 e^+e^- 圈图,而忽略了 $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ 和 $q\bar{q}$ 的贡献.式(29)中的软光子辐射项可表示为

$$\beta\sigma^0(s) \cdot \ln k_0 = -\beta\sigma^0(s) \int_{k_0}^1 \frac{dk}{k}, \quad (30)$$

应用软光子辐射的指数化性质可得到包括高阶辐射在内的辐射修正因子

$$1 + \delta = 1 + \frac{2\alpha}{\pi} \left(\frac{\pi^2}{6} - \frac{17}{36} \right) + \frac{13}{12}\beta + \delta_1, \quad (31)$$

其中

$$\delta_\gamma = \beta \int_0^{k_m} \frac{dk}{k} k^\beta \left[\left(1 - k + \frac{k^2}{2} \right) \frac{\sigma^0(s')}{\sigma^0(s)} - 1 \right] + k_m^\beta - 1 \quad (32)$$

是初致辐射修正因子. 对于连续态部分, 最轻的末态分别是 $\pi^+ \pi^-$, $k_m = 1 - 4m_\pi^2/s$. 共振态是用参数 (M, Γ) 表示的分布, 没有确定的质量, k_m 可由衰变轻子质量确定.

3.2 方案 II

这种方案是由 F. A. Berends 和 R. Kleiss^[9] 给出的, 已为大多数有关的 Monte Carlo 产生器所采用. 计算到 $O(\alpha^3)$ 阶的强子产生截面表示成两项之和

$$\sigma^T = \sigma^{\text{VSB}} + \sigma^{\text{HB}} \quad (33)$$

其中

$$\sigma^{\text{VSB}} = \sigma^0(s) \cdot [1 + \beta \ln(k_0) + \delta_{\text{AR}}] \quad (34)$$

含 $\beta \ln k_0$ 的项来自软光子辐射的贡献. δ_{AR} 为虚过程修正^[12]

$$\delta_{\text{AR}} = \delta_{\text{vert}} + \delta_{\text{vac}}^{e^+e^-} + \delta_{\text{vac}}^{\mu\mu} + \delta_{\text{vac}}^{\pi\pi} + \delta_{\text{vac}}^{\text{had}},$$

其中顶点修正为

$$\delta_{\text{vert}} = \frac{2\alpha}{\pi} \left(\frac{3}{4} \log \frac{s}{m_e^2} - 1 + \frac{\pi^2}{6} \right).$$

硬光子辐射截面 σ^{HB} 由分布(17)式积分给出. 如果对(34)式中的软辐射项应用指数化性质, 则得到 Crystal Ball 实验组在一系列实验中所用的表达式^[12]

$$1 + \delta = 1 + \delta_{\text{AR}} + \delta_\gamma, \quad (37)$$

δ_γ 与方案 I 相同.

3.3 方案 III

初态 e^+ 和 e^- 总是伴随光子的发射和吸收过程(主要沿小角度方向), 周围分布着实和虚光子云. 如果忽略横向动量影响, 可用 e^+ 和 e^- 分布函数 $D_{e^+}(x_1, s)$, $D_{e^-}(x_2, s)$ 描写 e^+ 和 e^- 辐射光子后剩余纵向动量分数为 x_1 和 x_2 的概率分布.

根据 QCD 计算经验, e^+e^- 通过单光子湮没产生某类末态与 Drell-Yan 过程类似. 总截面可表示为零级截面与电子纵向动量分布函数的卷积. 引入变量 $x \equiv 1 - x_1 x_2$, 在领头对数近似下^[13-15]

$$\sigma^T(s) = \int_0^{x_m} dx \frac{\sigma^0(s')}{|1 - \hat{\Omega}_2(s')|^2} F(x, s), \quad (38)$$

其中 $s' = (1-x)s$. $F(x, s)$ 包括初始顶点、多光子辐射及 $\gamma \rightarrow e^+e^-$ 转化过程修正. 变量 x 并不代表光子所带走的能量分数, 只当 x 很小时两者才近似相等.

3.4 有效辐射修正因子

$(1 + \delta)$ 是辐射修正因子理论值, 而实验中体现出来的是其有效值 $(1 + \delta_{\text{eff}})$, 它与强

子探测效率有关,应把辐射修正因子与探测效率的乘积一起考虑. 实验测量的强子总截面为

$$\sigma_{\text{obs}}^{\text{T}} = \frac{N_{\text{had}}}{L}.$$

可以设想由以下两种不同的步骤得到 R 值:

$$\sigma^{\text{T}} = \frac{\sigma_{\text{obs}}^{\text{T}}}{\bar{\epsilon}} \Rightarrow R = \frac{N_{\text{had}}}{\sigma_{\mu\mu}^0 L \bar{\epsilon} (1 + \delta)}, \quad (40)$$

或者

$$\sigma_{\text{obs}}^0 = \frac{\sigma_{\text{obs}}^{\text{T}}}{1 + \delta_{\text{obs}}} \Rightarrow R = \frac{N_{\text{had}}}{\sigma_{\mu\mu}^0 L \epsilon(0) (1 + \delta_{\text{obs}})}.$$

比较两式应有

$$\bar{\epsilon} (1 + \delta) \approx \epsilon(0) (1 + \delta_{\text{obs}}).$$

数值计算发现两者在误差范围内并不一致. 原因在于实辐射修正项在实验上受探测效率的影响,与之相关的零阶截面应当取为

$$\sigma^0(s) \Rightarrow \sigma_{\text{obs}}^0(s) \equiv \epsilon(0) \sigma^0(s), \quad \sigma^0(s') \Rightarrow \sigma_{\text{obs}}^0(s') \equiv \epsilon(k) \sigma^0(s'). \quad (43)$$

虚修正项中零阶截面不需要乘以效率. 表达式 $\bar{\epsilon} (1 + \delta)$ 意味着虚过程修正也受效率影响,这是不合理的. 正确的处理应把 $\bar{\epsilon}$ 的实辐射效应归入到 δ 的韧致辐射项中,而虚辐射修正因子不改变. 因而 R 值实验公式(2)中的效率辐射因子乘积应取为 $\epsilon(0) (1 + \delta_{\text{obs}})$. 按照(43)式的替换,可把方案 I 和 II 的理论截面变成相应的观测截面,并由(5)式得到有效辐射修正因子. 方案 III 中的变量 x 不是辐射光子带走的能量分数,现有的 Monte Carlo 产生子中没有与之对应的模拟量,而且实和虚辐射修正都包含在因子 $F(x, s) / |1 - \hat{\Omega}_2(s)|^2$ 中,不能象方案 I 和 II 那样划分为各种修正项之和. 因此,方案 III 只能给出理论值 $(1 + \delta)$,不能得到实验有效值 $(1 + \delta_{\text{obs}})$.

4 数值结果和几点讨论

辐射修正是在零阶截面的基础上所作的“微小”修正,结合实验正确地给出零阶截面是非常重要的. 实验样本包含各种高阶过程事例,与零阶过程相比,辐射效应使得总截面的结构性变弱. 换句话说,对总截面作辐射修正(即扣除高阶过程的贡献)将使共振结构更为明显. 方案 I 和 II 在原文献中的形式只包括单光子辐射,多软光子辐射效应对狭窄共振态截面的贡献是重要的,应采用指数化的韧致辐射形式^[11]. 计算含宽共振态的辐射修正应考虑宽共振态的总宽度的能量相关性. 图 2(a)给出了方案 II 计算的辐射修正因子,图 2(b)则显示了方案 II 与方案 III 计算的辐射修正因子的差,它将作为理论系统误差的估计.

在采用相同 $\tilde{R}(s)$ 和 σ_{res}^0 的条件下,3 种辐射修正方案计算的 $(1 + \delta)$ 差别在连续区约是 1%,而在 R 值扫描的宽共振峰附近约为 2% (在 J/ψ 和 ψ' 峰位上则高达 10%). 从几个方面估计了 $(1 + \delta_{\text{obs}})$ 的误差:(1)输入 $\tilde{R}(s)$ 值实验误差或 QCD 理论预言 R_{QCD} 的不确

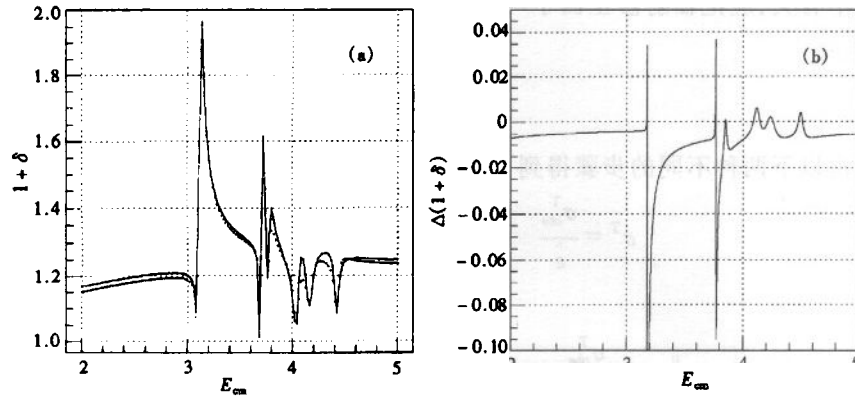


图 2 (a) 用方案 II 计算的各项及总辐射修正因子理论值(两条曲线表示共振态 Breit-Wigner 振幅分别取相对论性和非相对论性形式);(b) 方案 II 和方案 III 计算的辐射修正因子的差

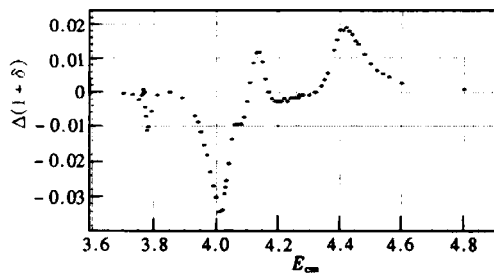


图 3 分别拟合强子观测截面和 R 值得到的两组共振参数用方案 II 计算的辐射修正因子的差

定性;(2)输入共振参数误差(共振参数的不确定性是共振区辐射修正因子系统误差的主要因素,见图 3);(3)某些辐射修正项的理论近似误差;(4)Monte Carlo 估计的强子效率 $\epsilon(k)$ 的误差;(5)数值积分的误差. 由各种误差因素带来的总误差约为 2%—3%. 在 1998 年 R 值测量的能量点远离共振态,采用了方案 I 计算辐射修正^[16]. 1999 年的 R 值测量对共振区的结构作了细致扫描,采用方案 II 计算更为合适.

作者感谢吴济民、张新民、黄涛、杜东生、郁宏、王健雄、王平、薛生田、张达华、王至勇及陈光培等同志对本工作提出的有益意见和建议.

参考文献 (References)

- 1 Lee T D. Phys. Rev., 1964, **133**:1549; Kinoshita T. J. Math. Maths., 1962, **3**:650
- 2 Tsai Y S. SLAC-PUB-3120, May 1983, (T/E)
- 3 Alexander J et al. Phys. Rev., 1988, **D37**:56—70; Alexander J et al. Nucl. Phys., 1989, **B320**:45—60
- 4 Davier M, Höcker A. Phys. Lett., 1998, **B435**:427—440; Davier M, hep-ex/9912044
- 5 Eichten E et al. Phys. Rev., 1980, **D21**:203—233
- 6 GAO Chong-Shou, ZENG Jin-Yan. Lectures on Particle Physics and Nuclear Physics. Beijing: Higher Education Press, 1990. 101 (in Chinese)
(高崇寿, 曾谨言. 粒子物理与核物理讲座. 北京: 高等教育出版社, 1990. 101)
- 7 Blatt J M, Weisskopf V F. Theoretical Nuclear Physics, Wiley, New York, 1952. 361
- 8 Bonneau G, Martin F. Nucl. Phys., 1971, **B27**:381—397
- 9 Berends F A, Kleiss R. Nucl. Phys., 1981, **B178**:141—150

- 10 Peskin M E, Schroeder D V. An Introduction to Quantum Field Theory, Addison-Wesley Publishing Company, 1995. 202—208
- 11 Jackson J D, Scharce D L. Nucl. Inst. Methods, 1975, **128**:13—23
- 12 Edwards C et al. SLAC-PUB-5160, 1990, (T/E)
- 13 Kureav E A, Fadin V S. Sov. Nucl. Phys., 1985, **41**:466—472
- 14 WU Ji-Min. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 1992, **16**:518—526 (in Chinese)
(吴济民. 高能物理与核物理, 1992, **16**:518—526)
- 15 CHEN Feng-Zhi et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 1990, **14**:585—594 (in Chinese)
(陈凤至等. 高能物理与核物理, 1990, **14**:585—594)
- 16 BAI J Z et al. Phys. Rev. Lett., 2000, **84**:594—597

Initial State Radiative Correction in R Measurement at BES*

HU Hai-Ming QI Xiang-Rong HUANG Guang-Shun ZHAO Zheng-Guo

(Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100039, China)

Abstract Three typical schemes of the initial state radiative correction in e^+e^- collision through single photon annihilation were reviewed, and the numerical results were calculated in the energy region of 2—5 GeV. The differences of the theoretical values of radiative correction factors $(1 + \delta)$ are about 1%—2%. The uncertainty of the effective $(1 + \delta_{\text{obs}})$ is estimated to be about 2%—3%.

Key words hadronic event, cross section, radiative correction, e^+e^- annihilation

Received 15 July 2000, Revised 13 March 2001

* Supported by NSFC (19805009, 19991480, 19825116), The Chinese Academy of Sciences (KJ95T-03) and 100 Talent Programme of CAS