

# R 值测量及相关物理\*

薛生田<sup>1)</sup>

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

**摘要** 工作在北京正负电子对撞机(BEPC)上的北京谱仪(BES)对 2—5GeV 能区的 R 值进行了精确测量. 这一成果对寻找新物理和新粒子 Higgs 在国际高能物理界带来巨大冲击. 本文对 R 值测量及相关物理, 如  $\mu$  子反常磁矩  $a_\mu$ , QED 耦合常数  $\alpha(M_s^2)$ ,  $\mu$  子偶素的基态超精细劈裂(HFS)以及确定强耦合常数  $\alpha_s$  和重夸克质量等的最新进展和未来展望在实验和理论两方面均作了较详尽的介绍.

**关键词** R 值 Higgs  $\mu$  子反常磁矩 QED 耦合常数  $\mu$  子偶素的超精细劈裂 强耦合常数  $\alpha_s$  重夸克质量

## 1 引言

“R 值测量”是当今粒子物理研究领域重要的实验之一, 而“低能区的 R 值测量”, 因其对寻找新物理和新粒子等相关物理的特殊重要性, 尤其引人注目<sup>[1,2]</sup>. 北京谱仪(BES)在北京正负电子对撞机(BEPC)上于 1998 年和 1999 年成功地对 2—5GeV 能区的 R 值进行了精确测量<sup>[3]</sup>. 这一成果被公认为是近年来粒子物理实验研究领域重要的成果之一, 引起了国际高能物理界的高度重视并得到了相当高的评价<sup>[4,5]</sup>.

众所周知, R 是个比值,  $R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-)}$ , 即 R 是  $e^+e^-$  经单光子湮没产生强子的总截面与  $e^+e^-$  经单光子湮没产生  $\mu^+\mu^-$  对的 Born 截面的比值, 亦即归一化的辐射修正的强子总截面.  $e^+e^-$  经单光子湮没产生  $\mu^+\mu^-$  对的 Born 截面, 即最低阶的理论截面为  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}$ , 是一个由计算可以给出的量. 故 R 值测量实质上就是  $e^+e^-$  经单光子湮没产生强子的总截面的测量.

考察一下上述过程的截面行为可知, 对于  $e^+e^-$

$\rightarrow \gamma^* \rightarrow \bar{f}f$  (类点的自旋 1/2 的费米子对) 过程, 微分截面为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = N_c \frac{\alpha^2}{4s} \beta [1 + \cos^2\theta + (1 - \beta^2)\sin^2\theta] Q_f^2,$$

积分截面为

$$\sigma = N_c \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \frac{\beta(3 - \beta^2)}{2} Q_f^2.$$

若远离  $\bar{f}f$  产生阈 ( $\beta \rightarrow 1$ ) 时,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = N_c \frac{\alpha^2}{4s} (1 + \cos^2\theta) Q_f^2,$$

$$\sigma = N_c \frac{4\pi\alpha^2}{3s} Q_f^2.$$

可见  $\bar{f}f$  产生截面有  $1/s$  的依赖关系, 即与质心系能量的平方  $s = E_{cm}^2$  成反比.

由于  $e^+e^-$  经单光子湮没产生费米子对 (夸克对或轻子对) 的截面都有  $1/s$  的依赖关系, 且  $e^+e^-$  对撞经单光子湮没产生的强子是由夸克对碎裂而来的, 其产生截面依然保留了夸克对产生的截面行为, 而 R 是个比值, 从而可将两者的  $1/s$  的依赖关系消除, 于是可将夸克和轻子各自产生过程所特有的性质显现出来. 依据简单的夸克-部分子模型 (QPM), 有  $R = 3 \sum_f Q_f^2$ , 其中 f 是夸克的味, 3 来自夸克的 3 种颜色. 当有 3 种夸克 (u, d, s) 出现时,

2003 - 04 - 17 收稿

\* 国家自然科学基金 (19991480) 资助

1) E-mail: xuest@mail.ihep.ac.cn

$R = 2$ ; 当有 4 种夸克( $u, d, s, c$ ) 出现时,  $R = 10/3$ ; 当有 5 种夸克( $u, d, s, c, b$ ) 出现时,  $R = 11/3$ . 将  $R$  值测量结果与上述预言比较, 发现基本上是一致的. 这是证明夸克有 3 种颜色的有力证据.

当考虑到 QCD 修正项, 由微扰 QCD 在  $\overline{MS}$  方案下的  $R$  值为

$$R(s) = 3 \sum_f Q_f^2 \sqrt{1 - 4m_f^2/s} (1 + 2m_f^2/s) [1 + \alpha_s/\pi + r_1(\alpha_s/\pi)^2 + r_2(\alpha_s/\pi)^3] + O(\alpha_s^4),$$

其中,

$$\sqrt{1 - 4m_f^2/s} (1 + 2m_f^2/s),$$

即为速度项  $\frac{\beta(3 - \beta^2)}{2}$ . 当远离  $\bar{f}$  产生阈 ( $\beta \rightarrow 1$ ) 时,

则为

$$R(s) = 3 \sum_f Q_f^2 [1 + \alpha_s/\pi + r_1(\alpha_s/\pi)^2 + r_2(\alpha_s/\pi)^3] + O(\alpha_s^4),$$

其中,

$$r_1 = 1.9857 - 0.1153f,$$

$$r_2 = -6.6368 - 1.2001f - 0.0052f^2 -$$

$$1.2395 \frac{(\sum Q_f)^2}{3 \sum Q_f^2}.$$

值得注意的是, 这里的跑动强耦合常数  $\alpha_s$  随能量  $s$  在跑动, 因此,  $R(s)$  也成为在较高能区测量  $\alpha_s(s)$  的手段之一.

由于  $R$  值的变化总是和新味道的物理客体的出现密切相关的, 所以, 历史上, 每一代新能区的对撞机建成后的首批实验总是多少与  $R$  值扫描测量有关, 以寻找新现象(新夸克、新共振态等). 但近年来, 在低能区反复进行的  $R$  值的精确测量则与寻找新物理及新粒子(Higgs)密切相关. 具体来说, 就是利用精确的  $R$  值计算对  $\mu$  子反常磁矩  $a_\mu$  和 QED 耦合常数  $\alpha(M_z^2)$  的光子真空极化的强子贡献. 再通过高精度测量的实验结果与高精度的理论计算结果的比较来检验标准模型以寻找新物理或预言 Higgs 粒子的质量<sup>[1,2]</sup>. 此外, 精确的  $R$  值也是计算  $\mu$  子偶素的基态超精细劈裂(HFS)的光子真空极化的强子贡献以及确定强耦合常数  $\alpha_s$  和重夸克质量所需要的. 光子真空极化的强子贡献的计算本来是一个理论计算的问题, 但由于在低能时 QCD 的非微扰特性, 目前还不能可靠地计算出轻夸克的贡献, 而幸运的是借助于光学原理通过对  $R$  值的色散积分可以完成这一计算. 这一计算的精度在很大程度上取决于  $R$

值测量的精度, 特别是低能区  $R$  值测量的精度.

## 2 $\mu$ 子反常磁矩 $a_\mu$

实验上, 有 CERN(1958—1979) 三代实验和新一代的 BNL-E821 实验. 测量  $\mu$  子反常磁矩的 ( $g - 2$ ) 实验被认为是迄今为止检验量子电动力学(QED)的最精密实验.

实验上测量的  $\mu$  子反常磁矩  $a_\mu^{\text{exp}}$  的数值如下:

$$a_\mu^{\text{exp}}(\text{CERN}, 1979) = 1165911(11) \times 10^{-9} (9.4\text{ppm}),$$

$$a_\mu^{\text{exp}}(\text{CERN}, 1979) = 1165937(12) \times 10^{-9} (10.3\text{ppm}),$$

$$a_\mu^{\text{exp}}(\text{E821}, 1997) = 1165925(15) \times 10^{-9} (13\text{ppm}),$$

$$a_\mu^{\text{exp}}(\text{E821}, 1998) = 1165920(6) \times 10^{-9} (5.1\text{ppm}),$$

$$a_\mu^{\text{exp}}(\text{E821}, 1999) = 11659202(14)(6) \times 10^{-10} (1.3\text{ppm}),$$

$$a_\mu^{\text{exp}}(\text{E821}, 2000) = 11659204(7)(5) \times 10^{-10} (0.7\text{ppm}).$$

可见  $a_\mu$  的实验测量精度在逐年提高, 其中 BNL-E821 实验在 2002 年公布的 2000 年的测量结果中, 精度已达到 0.7ppm 的水平<sup>[6]</sup>. 将上述实验结果加权平均, 得到  $a_\mu$  的实验测量的世界平均值:

$$a_\mu^{\text{exp}} = 11659203(8) \times 10^{-10} (0.7\text{ppm}).$$

理论上, 计算的  $\mu$  子反常磁矩  $a_\mu^{\text{th}} = a_\mu^{\text{QED}} + a_\mu^{\text{EW}} + a_\mu^{\text{had}}$ , 其中  $a_\mu^{\text{QED}}$  是纯的电磁贡献, 可由 QED 理论给出符合预想精度的满意的计算结果;  $a_\mu^{\text{EW}}$  是来自弱电的贡献, 弱电理论可以给出由弱相互作用玻色子交换直到两圈的修正; 而来自强子的贡献  $a_\mu^{\text{had}} = a_\mu^{\text{had, LO}} + a_\mu^{\text{had, NLO}} + a_\mu^{\text{had, hL}}$  又可细分为来自强子真空极化的低阶贡献  $a_\mu^{\text{had, LO}}$ , 对应的高阶贡献  $a_\mu^{\text{had, NLO}}$  和来自强子 Light-by-Light 散射的贡献  $a_\mu^{\text{had, hL}}$ . 以 2002 年 A. Pich 的一篇综述文章中所列数值举例如下<sup>[8]</sup>:

$$a_\mu^{\text{QED}} = 116584718(3) \times 10^{-11} (0.025\text{ppm}),$$

$$a_\mu^{\text{EW}} = 152(4) \times 10^{-11} (0.03\text{ppm}),$$

$$a_\mu^{\text{had, LO}} = 6943(85) \times 10^{-11} (0.73\text{ppm}),$$

$$a_\mu^{\text{had, NLO}} = -100(6) \times 10^{-11} (0.05\text{ppm}),$$

$$a_\mu^{\text{had, hL}} = 90(40) \times 10^{-11} (0.3\text{ppm}),$$

$$a_\mu^{\text{th}} = 116591803(94) \times 10^{-11} (0.8\text{ppm}).$$

其中  $a_\mu^{\text{had, LO}}$  的数值采用了由  $e^+e^-$  的  $R$  数据和  $\tau$  数据给出的结果的平均值. 可见,  $a_\mu^{\text{th}}$  中 0.8ppm 的误差绝大部分是来自强子真空极化的低阶贡献  $a_\mu^{\text{had, LO}}$  的误差. 而这一重要部分  $a_\mu^{\text{had, LO}}$  正是由  $R$  值通过色散积分计算得到的<sup>[9]</sup>:

$$a_\mu^{\text{had, LO}} = \frac{1}{4\pi^3} \int_{4m_\pi^2}^{\infty} ds \sigma_{\text{had}}^{(0)}(s) K(s) =$$

$$\left(\frac{\alpha m_\mu}{3\pi}\right)^2 \int_{4m_\mu^2}^{\infty} ds \frac{R(s) \hat{K}(s)}{s^2},$$

其积分中的核  $\hat{K}(s) = \frac{3s}{m_\mu} K(s)$  是有界且单调上升的,由阈处  $s = 4m_\mu^2$  的 0.63 上升到  $s \rightarrow \infty$  处的 1. 积分中的  $\frac{1}{s^2}$  表明低能区的  $R$  值将在  $a_\mu^{\text{had, LO}}$  的计算中起主要作用,即低能区的  $R$  值测量对  $\mu$  子反常磁矩  $a_\mu^{\text{th}}$  的精确计算是至关重要的.

将实验值与理论值比较,得到:

$$a_\mu^{\text{exp}} - a_\mu^{\text{th}} = 227(123) \times 10^{-11},$$

即两者之差大约为实验和理论联合误差的 1.8 倍. 以上是 2002 年发表的最新的实验测量结果和理论计算结果. 其中的最新的实验测量结果是 BNL-E821 实验基于 2000 年的实验数据分析的结果,而最新的理论计算结果则包括了近几年来在 QCD 理论关于强子真空极化的高阶贡献  $a_\mu^{\text{had, NLO}}$  和强子 Light-by-Light 散射的贡献  $a_\mu^{\text{lbl}}$  等计算方面的一些进展和实验上在低能区  $e^+e^-$  对撞机上强子总截面测量的最新实验结果(如 BES 和 CMD-2 的最新的  $R$  值测量结果)和  $\tau$  衰变中强子末态不变质量分布的最新测量结果. 特别值得指出的是,在强子 Light-by-Light 散射的贡献  $a_\mu^{\text{lbl}}$  计算方面纠正了原有计算中的符号错误<sup>[10]</sup>. 综合起来,  $a_\mu$  的实验和理论值的比较只有 1.6 $\sigma$ —1.8 $\sigma$  的偏差,和两年前的结果有了很大的不同<sup>[8]</sup>.

当 2001 年 BNL-E821 实验公布其 1999 年的测量结果时,  $a_\mu^{\text{exp}}$  的世界平均值是  $a_\mu^{\text{exp}} = 11659202(15) \times 10^{-10}$  (1.3ppm). 当时的理论计算结果是  $a_\mu^{\text{th}} = 11659159.6(6.7) \times 10^{-10}$  (0.57ppm). 将实验值与理论值比较,得到  $a_\mu^{\text{exp}} - a_\mu^{\text{th}} = 43(16) \times 10^{-10}$ , 即两者之差大约为实验和理论联合误差的 2.6 倍. 2.6 $\sigma$  的偏差已经不是一个很小的数字,是否意味着新物理,在粒子物理学界曾引起很大的震动<sup>[11]</sup>. 这也推动了 QCD 理论关于强子真空极化的高阶贡献  $a_\mu^{\text{had, NLO}}$  和强子 Light-by-Light 散射的贡献  $a_\mu^{\text{lbl}}$  等计算方面的一些进展. 后来发现了强子 Light-by-Light 散射的贡献  $a_\mu^{\text{lbl}}$  计算方面的符号错误,使  $a_\mu$  实验和理论值的比较的偏差缩小了不少,关于新物理的议论才算暂时平息下来了.

但作为当前粒子物理中检验标准模型和寻找新物理的一个焦点问题,  $a_\mu$  的实验测量和理论计算的各种努力远没有结束. 最新的一些理论计算表明,

人们对  $a_\mu^{\text{had, LO}}$  的计算方法给予了越来越多的关注<sup>[12]</sup>. 在  $a_\mu^{\text{had, LO}}$  的计算中存在几个值得注意的问题: 1) 利用  $e^+e^-$  的  $R$  数据给出的结果和利用已作了同位旋破坏校正的  $\tau$  数据的结果有很大的差别. 最新的利用  $e^+e^-$  的  $R$  数据给出的结果可使  $a_\mu^{\text{exp}} - a_\mu^{\text{th}}$  有 3 $\sigma$  的偏差,这就为寻找新物理带来了很大的兴趣,而利用  $\tau$  数据的结果使  $a_\mu^{\text{exp}} - a_\mu^{\text{th}}$  仅有 1.3 $\sigma$  的偏差,那就不值得大惊小怪了; 2) 低能区 (1.4—2.0GeV) 的  $e^+e^-$  的  $R$  数据,由单举强子截面和遍举各反应道的求和给出的结果也有较大的差别; 3) 在色散积分的计算中,通常低能部分采用  $R$  值数据,而高能端则采用微扰 QCD (pQCD) 来计算,但不同的作者所采用的低能与高能的分界线是大不相同的,这也导致计算结果有较大的差别. 只有对这些问题理解了并取得了共识,才有可能给出令人信服的结果. 人们期待着  $a_\mu$  的实验测量和理论计算的新的进展.

### 3 跑动 QED 耦合常数 $\alpha(s)$

QED 耦合常数,即精细结构常数  $\alpha$  随能量  $s$  的变化在跑动. 由于在  $Z^0$  极点处的  $\alpha(M_Z^2)$  是由标准模型全局拟合预言 Higgs 粒子质量的 3 个重要输入参数 ( $\alpha(M_Z^2)$ ,  $G_F$ ,  $M_Z$ ) 之一,而它的精度又直接影响预言的 Higgs 粒子质量的不确定性,故涉及  $\alpha(M_Z^2)$  的数值及其计算精度的有关理论和实验进展备受人们的关注.

通常,零动量 (Thomson 极限) 下,  $\alpha = \alpha(0) = 1/137$ , PDG 值为  $\alpha = 1/137.03599976(50)$ . 实际上,  $\alpha(s)$  随能量  $s$  在跑动,即  $\alpha(s) = \frac{\alpha}{1 - \Delta\alpha(s)}$ . 其中的  $\Delta\alpha(s)$  表示导致  $\alpha(s)$  随能量  $s$  跑动的光子真空极化的贡献项. 它包括以下几个部分:

$$\Delta\alpha(s) = \Delta\alpha_1(s) + \Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(s) + \Delta\alpha_{\text{top}}(s).$$

$\Delta\alpha_1(s)$ : 来自轻子的贡献,可由 QED 精确计算:

$$\Delta\alpha_1(s) = \sum_{l=e,\mu,\tau} \frac{\alpha}{3\pi} \left[ -\frac{8}{3} + \beta_l^2 - \frac{1}{2}\beta_l(3 - \beta_l^2) \cdot \ln\left(\frac{1 - \beta_l}{1 + \beta_l}\right) \right] = \sum_{l=e,\mu,\tau} \frac{\alpha}{3\pi} \left[ \ln\left(\frac{s}{m_l^2}\right) - \frac{5}{3} + O\left(\frac{m_l^2}{s}\right) \right] = 0.03142 \text{ (在 } s = M_Z^2 \text{ 处);}$$

$\Delta\alpha_{\text{top}}(s)$ : 来自 t 夸克的贡献,很小,  $\Delta\alpha_{\text{top}}(M_Z^2)$

$$\cong -\frac{\alpha}{3\pi} \frac{4}{15} \frac{M_Z^2}{m_c^2} \rightarrow 0;$$

$\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(s)$ : 来自  $u, d, s, c, b$  5 个轻夸克的贡献, 由于在低能时 QCD 的非微扰特性, 目前尚无法以微扰 QCD 可靠计算. 但利用光子真空极化函数的么正性和解析性可将光子真空极化的强子贡献  $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(s)$  与  $R$  联系起来, 即借助于光学原理通过对  $R$  值的色散积分可以完成这一计算<sup>[9]</sup>:

$$\begin{aligned} \Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(s) &= -\frac{\alpha s}{3\pi} \text{Re} \int_{4m_c^2}^{\infty} ds' \frac{R(s')}{s'(s'-s-i\epsilon)} \\ &= -\frac{\alpha s}{3\pi} P \int_{4m_c^2}^{\infty} ds' \frac{R(s')}{s'(s'-s)}. \end{aligned}$$

(由恒等式  $1/(x'-x-i\epsilon)_{\epsilon \rightarrow 0} = P\{1/(x'-x)\} +$

$i\pi\delta(x'-x)$ , 可将二式联系起来, 其中  $P$  表示积分的主值.) 在计算  $s = M_Z^2$  处的  $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(M_Z^2)$  时, 积分中的  $\frac{1}{s}$  表明低能区的  $R$  值将在  $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(M_Z^2)$  的计算中起主要作用, 即低能区的  $R$  值测量对 QED 耦合常数  $\alpha(M_Z^2)$  的精确计算是至关重要的.

通常, 在  $a_{\mu}^{\text{had}}$  和  $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(M_Z^2)$  的计算中, 低能部分采用  $R$  值数据, 而高能端则采用微扰 QCD(pQCD) 来计算, 即  $a_{\mu}^{\text{had}} = a_{\mu}^{\text{had}}{}_{\text{L.E.}}$  (由  $R$  值数据) +  $a_{\mu}^{\text{had}}{}_{\text{H.E.}}$  (由 pQCD 计算);  $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(M_Z^2) = \Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(M_Z^2)_{\text{L.E.}}$  (由  $R$  值数据) +  $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(M_Z^2)_{\text{H.E.}}$  (由 pQCD 计算), 但不同的作者所采用的低能与高能的分界线是大不相同的<sup>[5,7,13,14]</sup> (详见表 1).

表 1 计算  $a_{\mu}^{\text{had}}$  和  $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(M_Z^2)$  的低、高能分界线

作者	Jegerlehner	Swartz	Burkhardt	Davier	Kühn	Martin	Troconiz
年代	(1986, 1991, 1995); 2001	(1994, 1995)	(1989, 1995, 2001)	1998	1998	1995, 2001	2002
分界线	40; 2.5GeV	34GeV	12GeV	1.8GeV	1.8GeV	12; 2.8GeV	2GeV

可见, 不同的作者采用不同的低能与高能的分界线, 一方面, 有作者本人的习惯, 即对 QCD 可以给出可靠计算的能标的理解; 另一方面, 随着 QCD 理论的发展, 近两年有将这一能标向几个 GeV 下移的趋势, 其中有些作者 (如 M. Davier, J. H. Kühn) 已采用 1.8GeV 作为分界线, 除  $\psi$  和  $Y$  共振区外, 对 1.8GeV 以上的广大能区大胆地以微扰 QCD 来计算. 另外, 实验上  $R$  值测量的数据, 通常也大致存在一个能量界限. 1.4GeV 以下, 由于末态强子道有限,  $R$  值测量是所有遍举道的和, 常以  $\pi, K, p$  等强子的形状因子测量的形式出现; 而 2GeV 以上, 由于末态强子道越来越多,  $R$  值测量则是单举的强子末态的测量. 在 1.4—2GeV 能区, 则为一个过渡区, 既有遍举数据, 又有单举数据.

近年来, 在确定  $a_{\mu}^{\text{had}}$  和  $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(M_Z^2)$  的一些进展中, 包括除了利用  $e^+e^-$  的  $R$  数据外, 还利用了  $\tau$  数

据<sup>[14]</sup>. 这是因为由  $\tau$  衰变的强子末态的归一化不变质量平方谱分布可提取出  $\tau$  的同位旋矢量谱函数  $\nu_{1,x}(s)$ , 而这个谱函数经同位旋转动又可以和来自  $e^+e^-$  数据的相对应的同位旋矢量截面联系起来.

例如:

$$\begin{aligned} \sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-}^{I=1,0} - \Delta I_{\rho\omega} &= \frac{4\pi\alpha^2}{s} \nu_{1,\pi^+\pi^0} \nu_{\pi^0}, \\ \sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-}^{I=1} &= \frac{8\pi\alpha^2}{s} \nu_{1,\pi^-\pi^0} \nu_{\pi^0}, \\ \sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0}^{I=1} &= \frac{4\pi\alpha^2}{s} [\nu_{1,2\pi^-\pi^+\pi^0} \nu_{\pi^0} - \nu_{1,\pi^-\pi^0} \nu_{\pi^0}]. \end{aligned}$$

于是, 在  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-, \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-, \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$  3 个遍举道中可以加进由  $\tau$  数据给出的相应截面数据.

此外, 还有人试图以“纯”QCD 理论计算而不利用或尽可能少利用实验数据给出  $a_{\mu}^{\text{had}}$  和  $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(M_Z^2)$ <sup>[15]</sup>, 但更多的人还是采用实验数据和 pQCD 计算相结合的办法.

表 2  $a_{\mu}^{\text{had}}$  和  $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(M_Z^2)$  的一些新的计算结果

作者 (年代)	M. Davier (2002)	F. Jegerlehner (2001)	A. D. Martin (2001)	H. Burkhardt (2001)	J. F. de Troconiz (2002)
$a_{\mu}^{\text{had}} (\times 10^{-10})$	684.7 ± 7.0 709.0 ± 5.9	697.40 ± 10.45			
$\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(M_Z^2)$ ( $\times 10^{-4}$ )		278.96 ± 3.95 277.30 ± 2.09	274.26 ± 1.90 276.49 ± 2.14	276.1 ± 3.6	274.7 ± 1.2
$\alpha^{-1}(M_Z^2)$		128.907 ± 0.054 128.930 ± 0.029	128.972 ± 0.026 128.941 ± 0.029	128.936 ± 0.046	128.965 ± 0.017

表 2 列举了几个利用了 CMD-2 和 BES II 最新实验数据及改进的 pQCD 计算方法的较新的计算结果. 其中 M. Davier 等人给出的  $a_\mu^{\text{had},1.0}$  计算的两个值,前者为基于  $e^+e^-$  数据的结果,后者为基于  $\tau$  数据的结果. H. Burkhardt 和 B. Pietrzyk 的关于  $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(M_Z^2)$  的计算结果是最先采用 BES 新的  $R$  值数据进行计算的结果之一. 其中  $\Delta\alpha_1(M_Z^2) = 314.97 \times 10^{-4}$  (包括两圈修正),  $\Delta\alpha_{\text{had}}^{\text{top}}(M_Z^2) = (-0.70 \pm 0.05) \times 10^{-4}$ ,  $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(M_Z^2) = (276.1 \pm 3.6) \times 10^{-4}$ , QED 耦合常数  $\alpha(M_Z^2) = 1/(128.936 \pm 0.046)$ .

### 4 $\mu$ 子偶素的基态超精细劈裂 (HFS)

与  $\mu$  子反常磁矩  $a_\mu$  和 QED 耦合常数  $\alpha(M_Z^2)$  中关于光子真空极化的强子贡献的理论计算需要利用  $R$  值的数据一样,  $\mu$  子偶素的基态超精细劈裂中关于光子真空极化的强子贡献的理论计算同样也需要利用  $R$  值的数据. 不过因其重要性比不上前二者, 相比之下, 对这个问题关注的程度显得相对弱些. 但从理论意义上来讲, 应该说也具有相当的重要性.

$\mu$  子偶素是由一个正  $\mu$  子和一个电子组成的类氢束缚态 ( $\mu^+e^-$ ). 两体原子系统的超精细结构由于诸多原因是令人感兴趣的. 特别是, 它为精确检验束缚态量子电动力学 (QED)、精确确定像精细结构常数  $\alpha$  或电子与  $\mu$  子质量之比这样一些基本常数提供了机会. 氢原子基态的超精细结构间距曾是一个最精确测量的量, 精度约为  $10^{-12}$ . 然而, 由于来自低动量传递下未知的质子磁形状因子和质子极化的贡献使理论预言的精度不可能好于  $10^{-5}$ , 精确检验理论就成了问题.  $\mu$  子偶素 ( $\mu^+e^-$ ) 则不同了, 它是一个纯轻子系统, 不存在质子结构的复杂问题, 其基态超精细劈裂的理论预言可以达到较高的精度. 与  $\mu$  子反常磁矩  $a_\mu$  和 QED 耦合常数  $\alpha(M_Z^2)$  中的光子真空极化的强子贡献  $a_\mu^{\text{had}}$  和  $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(M_Z^2)$  一样,  $\mu$  子偶素基态超精细劈裂的理论计算中也有光子真空极化的强子贡献项<sup>16</sup>.  $\mu$  子偶素基态超精细劈裂的理论计算表达式为

$$\nu_{\text{HFS}}^{\text{th}} = \nu_F + \Delta\nu^{\text{QED}} + \Delta\nu^{\text{EW}} + \Delta\nu^{\text{had-vp}} + \Delta\nu^{\text{had-h.o.}},$$

其中  $\nu_F$  为最大校正项, 即由电子和  $\mu$  子磁矩的非相对论相互作用导致的费米能量项,

$$\nu_F = \frac{16}{3} (Z\alpha)^2 cZ^2 R_\infty \frac{m}{M} \left[ \frac{m_R}{m} \right]^3 (1 + a_\mu)$$

$$\frac{16}{3} (Z\alpha)^2 cZ^2 R_\infty \frac{m}{M} \left[ \frac{m_R}{m} \right]^3$$

$\Delta\nu^{\text{QED}}$  为 QED 效应项, 包括来自电子和  $\mu$  子磁矩、外场、反冲和辐射反冲校正等各种贡献;  $\Delta\nu^{\text{EW}}$  为弱相互作用效应项,

$$\Delta\nu^{\text{EW}} = - \frac{G_F m M}{\sqrt{2}} \frac{3}{4\pi Z\alpha} \nu_F,$$

$\Delta\nu^{\text{had-vp}}$  和  $\Delta\nu^{\text{had-h.o.}}$  为强相互作用效应项,

$$\Delta\nu^{\text{had-vp}} = - \frac{Z}{2\pi^3} \frac{m}{M} \nu_F \int_{4m_e^2}^{\infty} ds \sigma(s) H(s),$$

计算中要用到  $\sigma(s)$ , 即正负电子湮没到强子的总截面, 也即  $R$  值,  $H(s)$  为 QED 核,  $\Delta\nu^{\text{had-h.o.}}$  为高阶的贡献.

最新的理论计算给出,  $\nu_F = 4459031920(511)(34)$  Hz;  $\Delta\nu^{\text{QED}} = 4270818(220)$  Hz;  $\Delta\nu^{\text{EW}} = -65$  Hz;  $\Delta\nu^{\text{had-vp}} = 233(3)$  Hz;  $\Delta\nu^{\text{had-h.o.}} = 7(2)$  Hz; 总的  $\nu_{\text{HFS}}^{\text{th}} = 4463302913(511)(34)(220)$  Hz.

基于洛斯阿拉莫斯实验室的 Clinton P. Anderson Meson Physics Facility (LAMPF) 上两个  $\mu$  子偶素的基态超精细劈裂的高精度测量实验结果给出的世界平均值为  $\nu_{\text{HFS}}^{\text{exp}} = 4463302776(51)$  Hz (11ppb)<sup>17</sup>. 可见, 束缚态量子电动力学 (QED) 的理论计算与实验测量结果还是符合得很好的. 相比之下, 理论计算的不确定性要大许多, 但这里由于强子的贡献相对说来比较小, 而关键则是费米能量和 QED 效应计算的进一步改进了.

基于上述实验还可以给出基本常数  $\mu_\mu/\mu_p$  和  $m_\mu/m_e$  以及精细结构常数  $\alpha$ , 通过与由电子反常  $g$  因子  $a_e$  确定的  $\alpha$  相比较, 可检验 QED 的内部一致性. 实验结果是  $\mu_\mu/\mu_p = 3.18334524(37)(120\text{ppb})$ ;  $m_\mu/m_e = 206.768277(24)(120\text{ppb})$ ;  $\alpha^{-1} = 137.0359963(80)(58\text{ppb})$ , 与由电子反常  $g$  因子  $a_e$  确定的  $\alpha$  符合得很好.

### 5 确定强耦合常数 $\alpha_s$ 和重夸克质量

除 QED 耦合常数  $\alpha(s)$  外, 低能区的  $R$  值测量对确定标准模型的其他一些基本参数, 如强耦合常数  $\alpha_s$  和重夸克质量, 也有很大影响. 强耦合常数和夸克质量对强相互作用理论是基本的输入参数. 夸克质量对于计算重介子的弱衰变率和夸克偶素谱学都是重要的输入. 预言这些质量也是各种各样的大

统一理论的一项重要任务。

BES 的 2—5GeV 的  $R$  值可分为两段,即  $2M_D$ — $2M_D$  低于阈值的连续区段和  $2M_D$ —5GeV 的截面迅速变化的宽共振区段。BES 的低于阈值的连续区段的  $R$  值与由 pQCD 计算的  $R$  值符合得相当好,极大地增强了理论物理学家将 pQCD 计算推向较低能区及由低能区的  $R$  值提取强耦合常数  $\alpha_s$  的信心。J. H. Kühn 等人利用 BES 数据给出  $\alpha_s^{(3)}(3\text{GeV}) = 0.369_{-0.046}^{+0.047+0.123}$ ,  $\alpha_s^{(4)} = 0.183_{-0.064-0.057}^{+0.059+0.053}$ 。结合利用 MD-1 和 CLEO 在 8.9GeV 和 10.52GeV 的  $R$  值数据得到的  $\alpha_s^{(4)}(8.9\text{GeV})$  和  $\alpha_s^{(4)}(10.52\text{GeV})$  的值,可得到  $\alpha_s^{(4)}(5\text{GeV}) = 0.235_{-0.047}^{+0.047}$ , 引伸到  $M_Z$ , 可得  $\alpha_s^{(5)}(M_Z)$

$= 0.124_{-0.014}^{+0.011}$ , 与由  $M_Z$  能区确定的  $\alpha_s$  符合得很好<sup>[18]</sup>。从精度上讲,在诸多可利用的提取强耦合常数  $\alpha_s$  的过程中,由  $R$  值来提取强耦合常数  $\alpha_s$  并不是一种好的过程。但由相同的一个观测量,在从几个 GeV 到  $M_Z$  的广大能区都可以提取强耦合常数  $\alpha_s$  并显示  $\alpha_s$  随能量的跑动,确是  $R$  值所独有的。

近年来,随着低能区的  $R$  值测量的一批新的、更精确数据的出现和在微扰 QCD(pQCD)框架内对含有夸克质量效应的、作为质心系能量函数的截面和允许精确确定夸克质量的矩的愈加精确计算的完成,重夸克质量的确定也得到了更多的关注<sup>[18]</sup>。最新的一批计算结果详见表 3。

表 3 重夸克质量的最新的一批计算结果

作者 (年代)	Kühn (2001)	Martin (2001)	Eidemüller (2001, 2002)	Penarrocha (2001)	Erlar (2002, 2003)	Narison (2001)
极点质量 $M_c/\text{GeV}$		1.33—1.40	1.70(13)			1.46(4)
$\overline{MS}$ 质量 $m_c(m_c)$	1.304(27)		1.75(15)	1.37(9)	$1.289_{-0.045}^{+0.040}$	1.10(4)
极点质量 $M_b/\text{GeV}$			4.980(125)			4.96(6)
$\overline{MS}$ 质量 $m_b(m_b)$	4.209(50)		4.24(10)		$4.207_{-0.031}^{+0.030}$	4.05(6)
方法	理论矩和实验矩的比较	两种 $\Delta\alpha$ ( $M_Z^2$ )比较	QCD 矩求和规则	QCD 有限能求和规则	新 QCD 求和规则	QCD 赝标求和规则
利用 $R$ 值	是	是	是	是	是	否

以由理论矩和实验矩相比较的方法确定粲夸克质量为例来看一下  $R$  值在其中的作用。对粲夸克的理论矩为

$$M_n^{\text{th}} = \frac{9}{4} Q_c^2 \left( \frac{1}{4m_c^2} \right)^n C_n,$$

其中  $\overline{MS}$  方案下的光子极化函数的系数  $C_n$  与  $m_c$  是对数依赖关系,理论上可解析计算到  $\alpha_s^2$  级;而实验矩为

$$M_n^{\text{exp}} = \int \frac{ds}{s^{n+1}} R_c(s) = M_n^{\text{exp, res}} + M_n^{\text{exp, cc}} + M_n^{\text{cont}},$$

分别为来自  $J/\psi$  和  $\psi'$  共振态的贡献、阈值区 ( $2M_D$ —4.8GeV) 的贡献和 4.8GeV 以上连续区的贡献。在  $M_n^{\text{exp, cc}}$  的计算中利用了 BES 的数据;  $M_n^{\text{exp, res}}$  的计算要用到  $J/\psi$  和  $\psi'$  衰变的电子分宽度  $\Gamma_{ee}(J/\psi)$  和  $\Gamma_{ee}(\psi')$ , BES 上的  $\Gamma_{ee}(J/\psi)$  和  $\Gamma_{ee}(\psi')$  的精确测量对此也是有贡献的;鉴于 4.8GeV 以上连续区目前尚无可靠的  $R$  值测量数据,  $M_n^{\text{cont}}$  的计算则利用了 pQCD 的理论  $R$  值。由上述的理论矩和实验矩的比

较可得

$$m_c(\mu) = \frac{1}{2} \left( \frac{\overline{C}_n}{M_n^{\text{exp}}} \right)^{1/(2n)}$$

详细计算结果列于表 3。

为进一步提高重夸克质量的计算精度(如 10—15MeV),实验上进一步改善  $J/\psi$  和  $\psi'$  衰变的电子分宽度  $\Gamma_{ee}(J/\psi)$  和  $\Gamma_{ee}(\psi')$  的测量精度以及改善 4.8—7.5GeV 能区的  $R$  值扫描测量的精度是人们所期待的。

## 6 实验上的 $R$ 值测量

实验上的  $R$  值测量可由如下表达式来表示:

$$R = \frac{N_{\text{had}}^{\text{obs}} - N_{\text{bg}} - \sum_i N_{\text{ii}} - N_{\text{rr}}}{\sigma_{\mu\mu}^0 L \epsilon_{\text{had}} \epsilon_{\text{trk}} (1 + \delta)},$$

其中  $N_{\text{had}}^{\text{obs}}$  为挑选出的强子事例数;  $N_{\text{bg}}$  为束流相关本底,大部分可通过事例判选条件判选掉,剩余的可由

分离束的  $f$  因子法或事例顶点拟合法减掉;  $\sum_i N_{ii}$  ( $ii = e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$ ) 和  $N_{\gamma\gamma}$  分别为混入的轻子对末态和双光子末态, 可由相应的轻子对末态和双光子末态事例产生子通过 Monte Carlo 模拟减掉;  $L$  为积分亮度, 可由大角度 Bhabha 事例数来测量;  $\epsilon_{had}$  为强子事例选择效率, 可由强子事例产生子 Lund Jetset7.4 和 Lund Area Law 通过 Monte Carlo 模拟来计算;  $\epsilon_{trg}$  为触发效率, 可通过专门设计的触发条件表获取一批特殊的事例予以研究;  $(1 + \delta)$  为辐射修正因子, 可由专门的计算辐射修正的程序来计算;  $\sigma_{\mu\mu}^0$  即如前所述的  $e^+e^-$  经单光子湮没产生  $\mu^+\mu^-$  对的最低阶的 Born 截面,  $\sigma_{\mu\mu}^0 = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}$ . 应该指出, 除  $\sigma_{\mu\mu}^0$  以外, 其中的每一项都是一个非常复杂的判选或计算过程<sup>[19]</sup>.

还应指出的是, 北京谱仪在 2—5GeV 能区对  $R$  值进行精确测量实质上是利用 BES 和 BEPC 在 2—5GeV 能区的 100 多个能量点上进行能量扫描测量, 即能量点一直在变动. 因此束流本身和束流相关本底也变得极为复杂. 要求谱仪和对撞机在长时间里并在如此宽的能量范围内稳定工作对实验工作者和实验设备都是一个严峻的挑战. 所以  $R$  值测量的成功, 并将其测量精度提高了 2—3 倍, 确是一项来之不易的物理实验成果.

## 7 结束语

BES 的 2—5GeV 能区的  $R$  值测量极大地改善了该能区的  $R$  值测量精度, 对于大多数能量点, BES 可达到  $\sim 7\%$  的测量精度, 比原有的  $R$  值的测量精度 (约 15%—20%) 提高了 2—3 倍. 这无疑将对降低 QED 跑动精细结构常数  $\alpha(M_Z^2)$  和  $\mu$  子反常磁矩  $a_\mu$  的理论不确定性, 从而精确检验标准模型做出重要贡献.

特别值得指出的是, 当 BES 的新的  $R$  值测量结果最早在 2000 年 7 月 27 日至 8 月 2 日于日本大阪举行的第 30 届国际高能物理会议上报告时, 曾引起很大的轰动, BES 的新的  $R$  值测量结果受到了与会者的高度评价. 各国学者称赞这是一个“非常重要的实验, 非常漂亮的结果”. 大会上先后有 4 个大会报告 (包括大会总结报告) 引用了北京谱仪的测量结果, 并特别指出其重要性及意义<sup>[4]</sup>.

Bolek Pietrzyk 博士在题为“弱电数据的全局拟合”的报告中, 强调指出用 BES 的  $R$  值测量的初步结果得到的新的 QED 跑动耦合常数重新进行标准模型拟合, 预言 Higgs 粒子的质量, 发现其中心值从目前的 61GeV 上升到约 90GeV, 而其质量上限也从 170GeV 上升到约 210GeV. 这无疑对实验上寻找 Higgs 粒子带来了巨大的冲击. 来自美国波士顿大学的 Robert Carey 教授在题为“ $g-2$  实验的新结果”的报告中, 再一次指出 BES 的  $R$  值对  $g-2$  实验的解释的重要性并且显示了 BES 的  $R$  值测量图.

大会报告两天之后, 以计算 QED 跑动耦合常数和  $\mu$  子反常磁矩方面的专家 A. D. Martin 为首的几位英国物理学家随即也发表一篇文章, 题为“*A new determination of the QED coupling  $\alpha(M_Z^2)$  lets the Higgs off the hook*”, 也是用北京谱仪  $R$  值测量的新结果得到的新的 QED 跑动耦合常数重新进行标准模型拟合, 预言黑格斯粒子的质量, 同样指出它对预言黑格斯粒子的质量所带来的重大的影响<sup>[5]</sup>.

BES 上两个  $R$  值测量的重要结果已先后发表在 *Physical Review Letters* 上<sup>[3]</sup>, 已被收录在 PDG2002 粒子数据手册中<sup>[20]</sup>. 依据 SLAC-Spires 2003 年 3 月在网上的不完全统计, 迄今两篇文章被引用的次数已近百次. 北京谱仪合作组近两年先后被二十余个国际会议邀请作关于  $R$  值测量的报告. 这一成果的取得再次显示了北京谱仪和北京正负电子对撞机在国际高能物理界占有一席之地的重要地位.

鉴于低能区 ( $< 5.0\text{GeV}$ ) 的  $R$  值测量的特别重要性, 未来的低能区的  $R$  值测量依然是国际上粒子物理实验的一个竞争的焦点<sup>[2]</sup>. 目前已见报道的实验计划有如下一些: 意大利的 Frascati 实验室将在 KLOE/DAΦNE 上测量  $R$  值 ( $< 1.4\text{GeV}$ ), 预期精度为  $\delta R/R \sim 1\%$ ; 俄罗斯的 Novosibirsk 实验室将在 CMD-2/VEPP-2M 上测量  $R$  值 ( $< 1.4\text{GeV}$ ), 预期精度也为  $\delta R/R \sim 1\%$ , 另有计划在改进的对撞机 VEPP-2000 上将能量扩展到  $< 2\text{GeV}$ ; 美国的 SLAC 实验室计划将在新建的一个不对称的  $e^+e^-$  对撞机 PEP-N 上测量  $R$  值 (1.4—2.5GeV), 预期精度为  $\delta R/R \sim 2.5\%$ ; 美国的 Cornell 实验室将把对撞机 CESR 从  $Y$  能区降到  $\tau$  粲能区, 在 CLEO-c/CESR-c 上测量  $R$  值 (3—7GeV), 预期精度为  $\delta R/R \sim 2\%$  (常规逐点扫描法). 此外, 利用初态辐射事例测量  $R$  值 (1—3GeV), 预期精度为  $\delta R/R < 5\%$ <sup>[21]</sup>; 我国在完成 BEPC 重大改造工程后, 在 BES III/BEPC II 上也将开展  $R$  值测量 (2—4GeV), 预期精度可达到  $\delta R/R \sim 2\%$ , 甚至更好

一些的水平, 可以期望, 在未来的几年里, 低能区的  $R$  值测量实验必将会在激烈的国际竞争中出现一个争奇斗艳的大好局面, 新的北京谱仪和北京正负电

子对撞机(BES III/BEPC II)必将以全新的姿态和更高的水平出现在激烈的国际竞争的大舞台上, 为粒子物理的发展继续做出自己应有的贡献。

### 参考文献 (References)

- 1 Blondel A. Experimental Tests of the Electroweak Theory. In: Proc. of the 28th Int. Conf. on High Energy Phys. (ICHEP'96), Warsaw, Poland, 25—31 July 1996. Ajduk Z., Wroblewski A. K. ed. Singapore: World Scientific, 1997. 205—230
- 2 ZHAO Z G. Int. J. Mod. Phys., 2000, **A15**(24): 3739—3769; Eidelman S I. hep-ex/0211043; Kühn J H, Steinhauser M. hep-ph/0209357; Venanzoni G. hep-ex/0106052, hep-ex/0211005; Zenin O V et al. hep-ph/0110176
- 3 BAI J Z et al. Phys. Rev. Lett., 2000, **84**(4): 594—597; Phys. Rev. Lett., 2002, **88**(10): 101802; ZHAO Z G. New  $R$  Values in 2—5 GeV from the BES II at BEPC. In: Proc. of the 30th Int. Conf. on High Energy Phys. (ICHEP2000), Osaka, Japan, 27 July—8 Aug. 2000. IJU C S, Yamanaka Taku ed. Singapore: World Scientific, 2001. 644—646; LI W G. Final  $R$ -Value Results from 2—5 GeV from BES and QCD Test with  $R$  Scan Data. Talk given at the 31st Inter. Conf. on High Energy Phys. (ICHEP2002), Amsterdam, Netherlands. 24—31 July 2002. hep-ex/0210042
- 4 Pietrzyk B. The Global Fit to Electroweak Data. In: Proc. of the 30th Int. Conf. on High Energy Phys. (ICHEP2000), Osaka, Japan, 27 July—8 Aug. 2000. IJU C S, Yamanaka Taku ed. Singapore: World Scientific, 2001. 710—713; Sugawara H. Summary. *ibid.* 329—344; Gurtu A. Precision Tests of the Electroweak Gauge Theory. *ibid.* 107—118; Carey R M. New Results from the Muon  $G-2$  Experiment. *ibid.* 119—130
- 5 Martin A D et al. DTP/00/50, hep-ph/0008078; Phys. Lett., 2000, **B492**: 69—73; Burkhardt H, Pietrzyk B. LAPP-EXP 2001-03, Phys. Lett., 2001, **B513**: 46—52; Jegerlehner F. DESY 01-028; hep-ph/0104304; DESY 01-029; hep-ph/0105283
- 6 Brown H N et al. Phys. Rev., 2000, **D62**(R): 091101; Brown H N et al. Phys. Rev. Lett., 2001, **86**(11): 2227—2231; Bennett G W et al. Phys. Rev. Lett., 2002, **89**(10): 101804; Err: 2002, **89**(12): 129903
- 7 de Troconiz J F, Yndurain F J. Phys. Rev., 2002, **D65**(9): 093001, 093002; Narison S. Phys. Lett., 2001, **B513**: 53—70; Err: 2002, **B526**: 414—415; Hagiwara K et al. hep-ph/0209187; Kinoshita T, Nio M. hep-ph/0210322; Phys. Rev. Lett., 2003, **90**(2): 021803
- 8 Miller J P. hep-ex/0111036; Pich A. hep-ph/0206011; hep-ph/0210445; Groote S. hep-ph/0212041
- 9 Bouchiat G, Michel L. J. Phys.: Radium, 1961, **22**: 121; Gourdin M, de Rafael E. Nucl. Phys., 1969, **B10**: 667; Cabbibo N, Gatto R. Phys. Rev. Lett., 1960, **4**: 313; Phys. Rev., 1961, **124**: 1577
- 10 Hayakawa M, Kinoshita T. Phys. Rev., 1998, **D57**: 465; Err: Phys. Rev., 2002, **D66**: 019902(E); hep-ph/0112102; Bijnens J et al. Nucl. Phys., 1996, **B474**: 379; hep-ph/0112255; Nucl. Phys., 2002, **B626**: 410—411; Pivovarov A A. MZ-TH/01-28; hep-ph/0110248; Knecht M, Nyffeler A. Phys. Rev., 2002, **D65**(7): 073034; Knecht M et al. Phys. Rev. Lett., 2002, **88**(7): 071802; Blokland I et al. Phys. Rev. Lett., 2002, **88**(7): 071803; Ramsey-Musolf M J, Wise M. Phys. Rev. Lett., 2002, **89**(4): 041601
- 11 Czarnecki A, Marciano W J. hep-ph/0102122; Phys. Rev., 2001, **D64**(1): 013014
- 12 Hagiwara K et al. Phys. Lett., 2003, **B557**: 69—75; Marciano W J. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 2003, **29**: 225—234; Jegerlehner F. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 2003, **29**: 101—110
- 13 Jegerlehner F. Z. Phys., 1986, **C32**: 195—207; Prog. Part. Nucl. Phys., 1991, **27**: 32; DESY 96—121; DESY 99—007; hep-ph/9901386; Eidelman S, Jegerlehner F. Z. Phys., 1995, **C67**: 585—601; Swartz M L. SLAC-PUB-6710, 1994; SLAC-PUB-95-7001; Phys. Rev., 1996, **D53**(9): 5268—5282; Burkhardt H et al. Z. Phys., 1989, **C43**: 497—501; Burkhardt H, Pietrzyk B. LAPP-EXP-95.05; Phys. Lett., 1995, **B356**: 398—403; Kühn J H, Steinhauser M. hep-ph/9802241; Phys. Lett., 1998, **B437**: 425; Martin A D, Zeppenfeld D. Phys. Lett., 1995, **B345**: 558—563; Martin A D et al. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 2000, **26**: 600—606; hep-ph/0012231; Eur. Phys. J., 2001, **C19**: 681—691
- 14 Alemany R et al. hep-ph/9703220; Eur. Phys. J., 1998, **C2**: 123—135; Davier M, Höcker A. LAL 97—85; hep-ph/9711308; hep-ph/9801361; Phys. Lett., 1998, **B419**: 419—431; LAL 98—38; hep-ph/9805470; Phys. Lett., 1998, **B435**: 427—440; Davier M. hep-ph/9812370; Höcker A. LAL 01—74; hep-ph/0111243; hep-ph/0301104; Davier M et al. hep-ph/0208177
- 15 Nevzorov R B, Novikov A V, Vysotsky M I. JETP Lett., 1994, **60**(6): 399—403; Geshkenbein B V, Morgunov V I. Phys. Lett., 1994, **B340**: 185—188; Phys. Lett., 1995, **B352**: 456—460; Adel K, Yndurain F J. hep-ph/9509378; Nasrallah N F. Phys. Lett., 1997, **B393**: 419—422; Groote S et al. hep-ph/9802374; Phys. Lett., 1998, **B440**: 375; Erler J. Phys. Rev., 1999, **D59**(5): 054008
- 16 Czarnecki A et al. hep-ph/0107327; Phys. Rev., 2002, **D65**(5): 053004; Karshenboim S G, Shelyuto V A. hep-ph/0107328; Eidelman S I et al. hep-ph/0209146; Narison S. hep-ph/0108065; hep-ph/0203053
- 17 Mariam F G et al. Phys. Rev. Lett., 1982, **49**(14): 993—996; LIU W et al. Phys. Rev. Lett., 1999, **82**(4): 711—714
- 18 Kühn J H, Steinhauser M. hep-ph/0109084; Nucl. Phys., 2001, **B619**: 588—602; Martin A D et al. Eur. Phys. J., 2001, **C19**: 681—691; Eidemüller M, Jamin M. hep-ph/0010133; Nucl. Phys. (Proc. Suppl.), 2001, **B96**: 404—409; Eidemüller M. hep-ph/0209022; Penarrocha J, Schillecher K. hep-ph/0105022; Phys. Lett., 2001, **B515**: 291—296; Erler J, LUO M. hep-ph/0207144; Phys.



- Lett., 2003, **B558**: 125—131; hep-ph/0303133; Narison S. hep-ph/0108242; Phys. Lett., 2001, **B520**: 115—123
- 19 QI Xiang-Rong et al. HEP & NP, 1999, **23**(1): 1—9 (in Chinese); HUANG Guang-Shun et al. HEP & NP, 2000, **24**(5): 373—378 (in Chinese); WANG Zhi-Yong et al. HEP & NP, 2001, **25**(2): 89—94 (in Chinese); HU Hai-Ming et al. HEP & NP, 2001, **25**(8): 701—709 (in Chinese); HUANG Guang-Shun et al. HEP & NP, 2001, **25**(9): 889—897 (in Chinese); HU Hai-Ming et al. HEP & NP, 2001, **25**(11): 1035—1043 (in Chinese); YAN Wen-Biao et al. HEP & NP, 2002, **26**(10): 998—1003 (in Chinese)
- (祁向荣等. 高能物理与核物理, 1999, **23**(1): 1—9); (黄光顺等. 高能物理与核物理, 2000, **24**(5): 373—378); (王至勇等. 高能物理与核物理, 2001, **25**(2): 89—94); (胡海明等. 高能物理与核物理, 2001, **25**(8): 701—709); (黄光顺等. 高能物理与核物理, 2001, **25**(9): 889—897); (胡海明等. 高能物理与核物理, 2001, **25**(11): 1035—1043); (颜文标等. 高能物理与核物理, 2002, **26**(10): 998—1003)
- 20 Hagiwara K et al. Phys. Rev., 2002, **D66**(1-1): 260
- 21 Gibbons L. hep-ex/0107079

## ***R* Measurement and Related Physics\***

XUE Sheng-Tian<sup>1)</sup>

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

**Abstract** New measurements of  $R$  value in the energy range of 2—5 GeV were completed by Beijing Spectrometer Collaboration (BES) at Beijing Electron Positron Collider (BEPC) and caused a strong impact on the search for new physics and Higgs particle in the international high energy physics community. The newest progress and future prospect for the experimental measurement of  $R$  value and some relative physics, such as the anomalous magnetic moment of muon  $a_\mu$ , the running QED coupling constant  $\alpha(M_Z^2)$ , the muonium hyperfine splitting (HFS)  $\nu_{\text{HFS}}$ , and the determination of strong coupling constant  $\alpha_s$  and heavy quark masses, in both experimental and theoretical aspects, were introduced.

**Key words**  $R$  value, higgs, anomalous magnetic moment of muon, running QED coupling constant, muonium hyperfine splitting, strong coupling constant  $\alpha_s$ , heavy quark masses

Received 17 April 2003

\* Supported by NFSC (19991480)

1) E-mail: xuest@mail.ihep.ac.cn