

B 介子衰变的微扰理论

李湘楠

(台湾“中央研究院”物理所, 研究员 台北 115)

〔摘要〕 B 介子工厂产生大量的实验数据, 引起 B 介子衰变理论研究的热潮, 简单扼要地介绍该领域的最近发展——涵盖“经量子色动力学改良的因式化方法”、“微扰量子色动力学方法”和“软-共线等效场论”, 对这些理论的基本假设、衰变机制的处理以及唯象学上的预测做一比较。

〔关键词〕 B 介子衰变理论 经量子色动力学改良的因式化方法 微扰量子色动力学方法 软-共线等效场论

〔中图分类号〕 O572.2 〔文献标识码〕 A 〔文章编号〕 1000-7857(2004)11-0012-04

PERTURBATION THEORIES OF B MESON DECAYS

LI Hsiang-nan

(Institute of Physics, Academia Sinica, Taipei 115, Taiwan, China)

Abstract: The large amount of experimental data produced by the B factories have stimulated wide investigations of theories for B meson decays. We briefly induce the recent developments in this field, including QCD-improved factorization, perturbative QCD, and soft-collinear effective theory. We shall compare the fundamental assumptions, the treatments of decay mechanism, and phenomenological predictions among these theories.

Key Words: B meson decays, QCD-improved factorization, perturbative QCD, soft-collinear effective field theory

CLC Number: O572.2 **Document Code:** A **Article ID:** 1000-7857(2004)11-0012-04

1 早期的 B 物理理论

B 介子物理自上世纪 80 年代中期以来, 一直是粒子物理界最重要、最热门的领域之一, 这不仅是因为它的研究需要崭新的理论架构, 还因为 B 介子衰变过程蕴含丰富的动力学机制, 以及提供宇宙间控制物质和反物质对称破缺的基本参数的量测管道, 从而促使理论与实验学者投注心力于其中。根据理论学家来自粒子物理标准模型的构想, 美日两国投入大笔经费建造 B 介子工厂, 以高能正反电子互相碰撞, 产生大量 B 介子, 观测其衰变行为; 最近许多令人意外的实验数据又反过来要求理论学家重新检视其想法, 进而引发突破性的发展, 陆续出炉的理论架构包括“经量子色动力学改良的因式化方法”、“微扰量子色动力学方法”及“软-共线等效场论”, 目前已经被这一领域的学者广泛接受及运用。本文将简单扼要地说明以上理论架构的基本假设、衰变机制处理的异同之处, 以及唯象学方面的预测。

上世纪 80 年代中期至 90 年代中期的 B 物理研究, 在理论方面主要是重夸克等效场论 (heavy quark effective field theory) 的发展, 在实验方面主要是 B 介子单举 (inclusive) 衰变过程的量测。当时钻研的物理量包括 B 介子、B 重子的寿命期以及半轻子、非轻子衰变的分支比。重夸克等效场论的想法非常单纯, 其实就是作用子乘积展开, 亦即将物理量 Γ 写成 b 夸克质量倒数 ($1/m_b$) 的级数, 其中各项的系数可表为 B 介子局域作用子 O 的矩阵元 $\langle B|O|B \rangle$:

$$\Gamma = \Gamma_0 + \frac{1}{2} \frac{\langle B|O_2|B \rangle}{m_b} + \frac{1}{3} \frac{\langle B|O_3|B \rangle}{m_b} + \dots \quad (1)$$

物理量可表为局域作用子矩阵元, 是因为单举过程中末状态之间复杂的量子色动力学交互作用彼此抵消, 因此理论架构大幅地简化; 如 (1) 式所示, $1/m_b$ 的项不存在, 即是熟知的“夸克-强子双重性” (quark-hadron duality)。根据这双重性, 若 m_b 的数值很大, 来自首项 Γ_0 的预测应该已足够精确。原则上, 考虑 $1/m_b^3$ 项的贡献后, B 介子、B 重子寿命期以及半轻子、非轻子衰变分支比的数据皆已能解释^[1]。

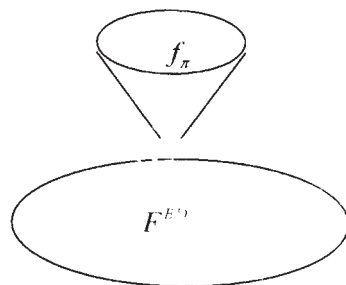


图 1 B → Dπ 的因式化假设

相对于单举衰变, B 介子遍举 (exclusive) 衰变的机制预期应该复杂许多, 因为单举衰变过程中末状态交互作用彼此抵消的现象不发生在遍举衰变中, 然而事实并非如此。上世纪 80 年代中期, Bauer、Stech、Wirbel 的一篇论文开启了 B

收稿日期: 2004-10-10。

作者简介: 李湘楠, 男, 1964~, 中国台湾, 台北, “中央研究院”物理所 (115), 主要研究方向为量子色动力学及 B 介子物理, E-mail: hnli@phys.sinica.edu.tw。

介子遍举衰变过程的理论研究, 他们的想法即是非常著名的“因式化假设”^[2]。以 $B \rightarrow D\pi$ 的双体非轻子衰变道为例, 此过程可如图 1 所示一分为二, 下半部代表 $B \rightarrow D$ 的跃迁因子 F^{BD} , 上半部表示 π 介子由真空产生的振幅, 正比于 π 介子衰变常数 f_π , 所以 $B \rightarrow D\pi$ 的振幅可近似为以上两个物理量的乘积:

$$A(B \rightarrow D\pi) \propto a_1 f_\pi F^{BD} \quad (2)$$

其中 a_1 称为威尔逊 (Wilson) 系数, 几乎是普适性的, 亦即与衰变道无关。

这么简单的想法竟然能够解释当时已观测到的含魅夸克 B 介子双体非轻子衰变分支比! 由于该想法的成功以及实验方面的停滞不前, 因式化假设被运用了十多年。其间研究人员尝试了解因式化假设如此成功的原因, 提出所谓“色透明”的概念: 当极重的 B 介子衰变成快速远离的 D 介子和 π 介子时, 因为相对论性罗伦斯压缩的效应, 这两个末状态介子只具有极弱的色偶极 (介子不带净色荷), 不易经由交换胶子进行交互作用, 亦即 D 介子与 $B\pi$ 系统在时空中是隔离的, 因此衰变振幅可一分为二; 但这只是定性说明, 而非严谨的证明。也有人引入新的非因式化贡献的参数 χ ,

$$a_1 \rightarrow a_1 + \chi \quad (3)$$

其中 χ 与衰变道有关, 对原来的简单假设做微调, 以增进和实验数据的相符程度, 便是所谓的“改良式因式化假设”^[3]。其实这种改良无助于对 B 介子衰变机制的了解, 所以基本上, B 介子遍举衰变的理论一直没有突破性的发展。

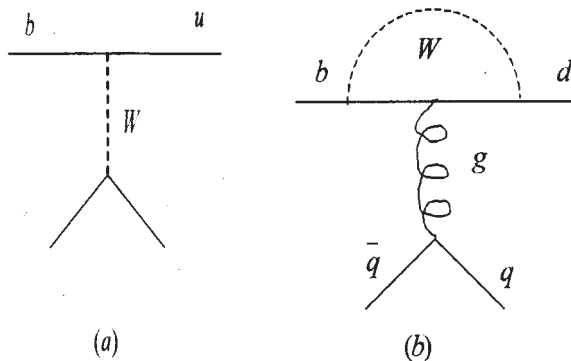


图 2 (a) 树图; (b) 企鹅图

上世纪 90 年代中期以后, B 介子工厂开始运转, 大量 B 介子的产生允许实验学者观测到具有较小分支比的无魅夸克双体非轻子衰变, 譬如 $B \rightarrow K\pi$ 和 $B \rightarrow \pi\pi$ 。这种过程除了类似含魅夸克衰变中的树图贡献外, 还包括了企鹅图 (圈图) 的贡献, 分别如图 2(a) 和图 2(b) 所示, 两个贡献的干涉作用便发生电荷共轭-宇称 (CP) 对称破缺的现象, 亦即 B 介子和反 B 介子衰变的分支比并不相等。对称破缺的强度与标准模型中的基本参数——弱作用相角 ϕ ——相关, 很显然, 无魅夸克衰变含有非常重要的讯息, 但对对称破缺的强度不仅与弱相角相关, 也和强作用相角 δ 相关, 亦即

$$A_{CP} \propto \sin\delta \sin\phi \quad (4)$$

因此, 欲从实验数据粹取弱相角, 必须先以理论方法计算强相角, 这一计算在因式化假设下, 即使可行也必定是不完整的, 因为强相角有许多来源, 且无法确定何者较为重要。

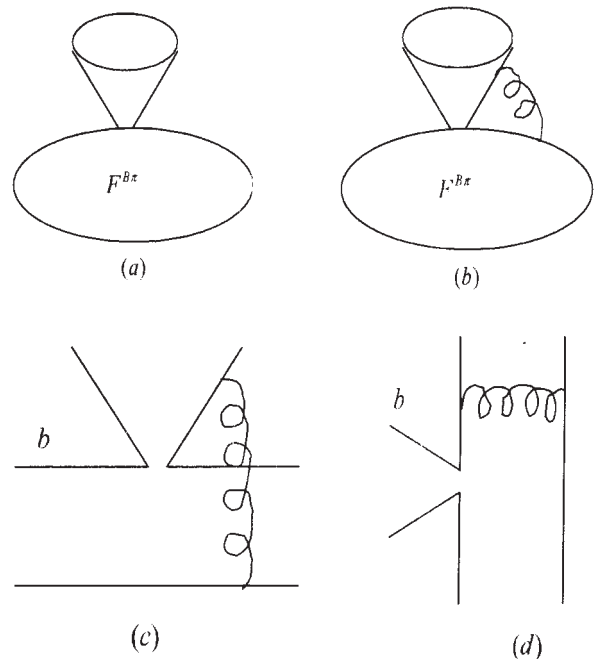


图 3 QCDF 方法中的无魅夸克 B 介子双体非轻子衰变振幅: (a) 因式化假设; (b) 弱作用顶点圈图的高阶修正; (c) 非旁观者的高阶修正; (d) 湮灭图的高扭修正

2 不同理论的比较

2.1 QCDF 与 PQCD

根据以上说明, 很明显地, 发展一套系统化、严谨且具备预测能力的 B 介子衰变理论变得十分急迫。约在 2000 年左右, 两个研究群体分别发表了迥然不同的理论架构。一是 Buchalla、Beneke、Neubert、Sachrajda 等人提出的^[4], 基本想法是将 $B \rightarrow \pi\pi$ 衰变道因式化假设的结果——图 3(a)——视为主要项, 下半部 $B \rightarrow \pi$ 的跃迁因子 $F^{B\pi}$ 来自非微扰的机制, 所以是不可计算的; 然后以传统的量子色动力学微扰方法 (即所谓的共线因式化定理) 计算次要项, 包括属于高阶 (高幂次的耦合常数) 修正的弱作用顶点圈图的贡献, 如图 3(b); 以及非旁观者贡献, 如图 3(c); 还有属于高扭 (twist) (高幂次的 $1/m_b$) 修正的湮灭图贡献, 如图 3(d), 以上次要项都至少含有 1 个硬胶子的交换。这套理论便称为“经量子色动力学改良的因式化方法”, 简称 QCDF, 最后的共线因式化定理公式可整理成

$$A(B \rightarrow \pi\pi) \propto \phi_\pi \otimes T_1 \otimes F^{B\pi} + \phi_\pi \otimes T_{II} \otimes \phi_B \otimes \phi_\pi \quad (5)$$

其中 ϕ_B 表示 B 介子波函数, 第一个 ϕ_π 表示附着于弱衰变顶点的 π 介子波函数, 第二个 ϕ_π 表示 $B \rightarrow \pi$ 跃迁中的 π 介子波函数, T_I 和 T_{II} 表示衰变过程中可用微扰方法计算的部分, 譬如 T_I 包含 (2) 式中的 a_1 , 则图 3(a) 及 (b) 属于 (5) 式中的第一项, 图 3(c) 及 (d) 属于第二项, 因为高阶和高扭修正不致剧烈地改变主要项。可以预期, 由 QCDF 得到的结果应与由因式化假设得到的差异不大, 如果因式化假设适用于无魅夸克双体非轻子衰变, QCDF 亦然, 反之则否。

另一个理论架构是琴龙渊、李湘楠、三田一郎以李之前有关遍举过程的研究为基础, 扩充发展而成的^[5]。李和 Sterman 在 1992 年的一篇论文中早已指出应用共线因式化定理于

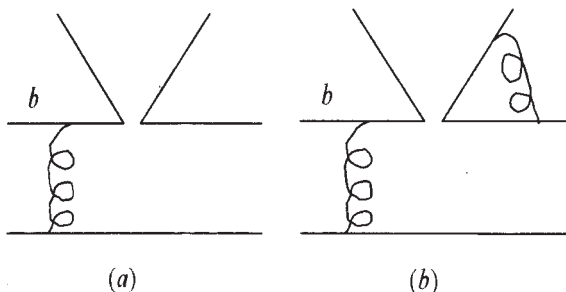


图4 PQCD方法中相对于图3(a)和图3(b)的无魅夸克B介子双体非轻子衰变振幅

遍举过程的许多困难^[6],包括价夸克的纵向动量趋近零时产生端点发散的问题。正因为跃迁因子是发散的,在QCDF中必须假设 $F^{B\pi}$ 不可以共线因式化定理计算,而是一个输入值,但这一假设只解决(5)式中第一项的发散问题,相同的困难仍然出现在次要项(第二项)的计算中,因此不得不引入任意参数将其参数化,结果降低了QCDF的预测能力。在1992年的论文中,李和Sterman也指出端点发散的问题可借助考虑价夸克的横向动量加以解决,即所谓的 k_T 因式化定理,横向动量的分布函数可透过微扰计算而得。因此,琴、李、三田根据这一想法发展出来的理论架构不需要引入任意参数,称为“微扰量子色动力学方法”,简称PQCD。因为跃迁因子可以计算,来自图3的所有贡献在 k_T 因式化定理中皆可写成

$$A(B \rightarrow \pi\pi) \propto \phi_\pi \otimes T \otimes \phi_B \otimes \phi_\pi \quad (6)$$

其中 T 同时包括 T_I 和 T_{II} ,由于没有任意参数,PQCD具有较高的预测能力。

2.2 分支比及CP对称破缺

当然,预测能力的高低并非判断一个理论对错的标准,最重要的依据仍是理论结果与实验数据的吻合程度,QCDF和PQCD对许多无魅夸克双体非轻子衰变分支比及CP对称破缺的预测差异颇大,以下将简单说明差异发生的原因以及目前实验数据和理论预测的对比情况^[7]。首先,考虑价夸克的横向动量后,因为没有端点发散的问题,便可用PQCD方法计算形因子 $F^{B\pi}$,亦即 $F^{B\pi}$ 至少含有1个硬胶子的交换,于是主要项图3(a)和次要项图3(b)分别改变成图4(a)和图4(b)。因为图3(b)中的硬胶子衔接两个快速远离的轻介子,而图4(a)中的则衔接静止的B介子和1个轻介子,所以前者比后者更“硬”(更偏离质量壳层),表示B介子双体非轻子衰变从QCDF的观点来看具有较高的特征能量尺度,从PQCD的观点来看则具有较低的能量尺度。这一差异对树图的计算没有太大的影响,但计算企鹅图的贡献时,后者的结果比前者大了约1.5倍,如图5所示。因此,对于只含有企鹅图贡献的衰变道的分支比,PQCD的预测约为QCDF的 $(1.5)^2 \approx 2$ 倍。譬如PQCD预测 $B \rightarrow \phi K$ 的分支比为 10×10^{-6} ,QCDF的预测为 4×10^{-6} ,目前的实验数据约为 9×10^{-6} ,似乎证实了PQCD的观点^[8]。

其次,之前提及CP对称破缺和强相角有关,而QCDF和PQCD对双体非轻子衰变中强相角的预测也截然不同。从图3来看,图3(c)在QCDF的架构下为实数,图3(d)相对于图3(a)不仅是高扭贡献,也是高阶贡献,所以最重要的强相角来源是图3(b)。从图4来看,图3(d)相对于图4(a)仅是高扭贡献,没有耦合常数的压低,反而变得比图4(b)重

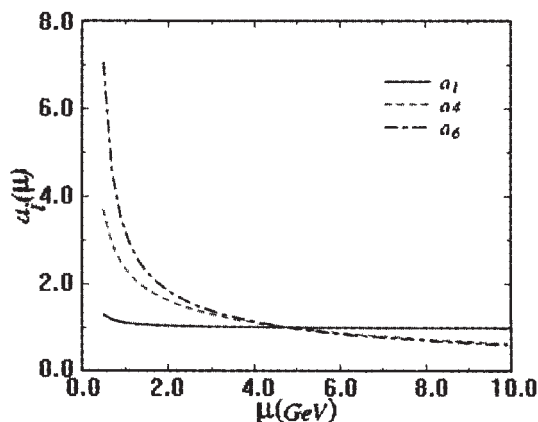


图5 威尔逊系数 a_1 (对应树图)、 a_4 、 a_6 (对应企鹅图)与特征能量尺度 μ 的关系

要,成为PQCD架构下最主要的强相角来源。值得强调的是,琴、李、三田首先具体指出湮灭贡献的重要性及其效应。以上差异使得QCDF预测 $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ 衰变道的直接CP对称破缺约为+5%,PQCD的预测则为-15%;QCDF预测 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 衰变道的直接CP对称破缺约为-6%,PQCD的预测则为30%。事实上,PQCD对双体非轻子衰变CP对称破缺的结果总是大于QCDF的,而且符号相反。目前美日两个B介子工厂的实验数据在 $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ 衰变道上已趋于一致,BaBar观测的CP对称破缺为-13%,Belle的为-9%;但在 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 衰变道上仍未一致,BaBar观测的CP对称破缺为+9%,Belle的为+60%,不准确度也很大,若很直觉地考虑其平均值,则约为+35%。这两个衰变道的结果都比较接近PQCD的预测,显示PQCD已掌握了B介子双体非轻子衰变的图像。最近琴与三田将PQCD的结果与BaBar $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 衰变道的数据对照,从非直接CP对称破缺的数据获得弱相角 ϕ_2 约为80°的结论^[9],如图6所示。

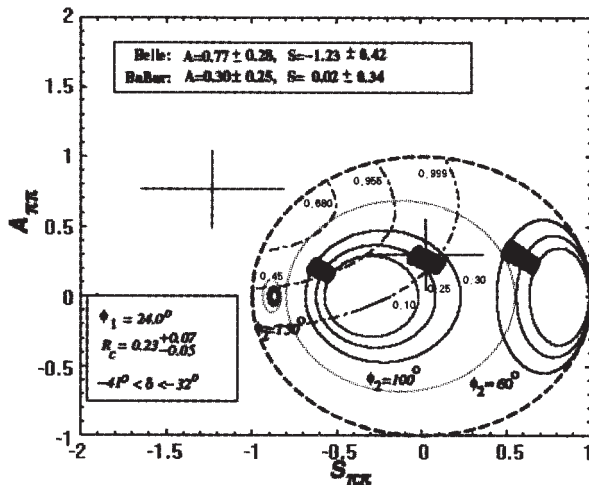


图6 PQCD的结果与 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 衰变道直接CP对称破缺 $A_{\pi\pi}$ 、非直接CP对称破缺 $S_{\pi\pi}$ 的对照

2.3 SCET

因为QCDF的诸多缺点,软-共线等效场论(简称SCET)由此应运而生,基本的理论架构仍是共线因式化定理,但使用了等效场及作用子乘积展开的语言。希望新方法能使B介子遍举衰变实现更系统性的参数化,不仅避免端

点发散造成的任意参数的问题,也理清不同特征能量尺度下的高扭展开。经过 Bauer、Pirjol、Stewart 等人的努力^[10],发现(5)式应修正为

$$A(B \rightarrow \pi\pi) \propto A_{cc} + \phi_\pi \otimes T_I \otimes F^{B\pi} + \phi_\pi \otimes T_{II} \otimes \phi_B \otimes \phi_\pi \quad (7)$$

其中 A_{cc} 来自非微扰性的魅企鹅图(charming penguin)的贡献,如图 7 所示。这一项的影响十分重要,也是强相角的主要来源,可是无法计算。须注意的是图 3(d)湮灭图的贡献尚未或无法参数化,因此并没有涵盖在(7)式之中,这应该是 SCET 必须藉由 A_{cc} 引进强相角的原因。与 QCDF 相较,SCET 包含更多的未定参数,而且以非微扰理论架构探讨这些参数的文献仍然付之阙如,所以只能利用现有的数据决定参数,于是大幅地降低了 SCET 的预测能力。目前 SCET 在唯象学上的预测不多,尤其 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 衰变道 $A_{\pi\pi}, S_{\pi\pi}$ 的数据已视为输入值,来决定 A_{cc} 的大小及相角,所以没有 CP 对称破缺的预测。

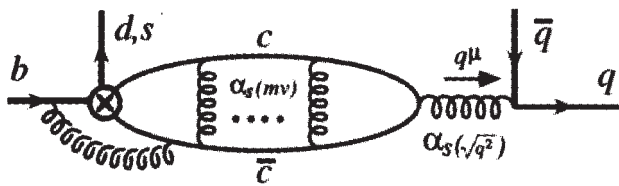


图 7 非微扰性的魅企鹅图

3 结语

近年来 B 物理理论的发展以及实验数据的对照的确促进了对 B 介子衰变机制的了解,对标准模型的极限也更加清楚。现在已经可以回答本文一开始提出的问题。因式化假设如此成功是因为当时尚未观测到“色压低”(color-suppressed)的衰变道,如 $B^0 \rightarrow D^0\pi^0$,对于已观测到的“色允许”(color-allowed)衰变道,如 $B^0 \rightarrow D^-\pi^+$,因为附着于弱衰变顶点的两个轻夸克质量相近,对应的非旁观者图几乎互相抵消,亦即所谓的色透明的概念,导致很小的非因式化贡献;但非因式化贡献在色压低的衰变道中却变得十分重要,因为附着于弱衰变顶点的是 1 个魅夸克和 1 个轻夸克,质量迥然不同,对应的非旁观者图无法抵消,所以因式化假设其实不适用于这类过程,果然 $B^0 \rightarrow D^0\pi^0$ 、 $B \rightarrow J/\psi K$ 等色压低衰变道分支比的实验数据比因式化假设的预测大了数倍。而 PQCD 方法可用来计算非旁观者贡献,在没有可调参数的情况下,成功地解释了 $B^0 \rightarrow D^0\pi^0$ ^[11]、 $B \rightarrow J/\psi K$ 的数据。

然而,PQCD 方法并不能解释所有 B 介子双体非轻子衰变的数据,最近观测到的 $B \rightarrow \pi\pi$ 分支比即显示了很奇特的行为:属于次要项的企鹅图贡献或色压低贡献必定异常地大;此外, $B \rightarrow \phi K^*$ 衰变道中的极化分支比目前也没有理

想的解释。现在理论学者正着手进行更仔细的分析,结果出来后即可判定在上述理论架构下是否能够理解异常大的企鹅图贡献或色压低贡献,以及异常的极化分支比;若无法理解,则部分数据很可能成为新物理的征兆。

参考文献(References)

- [1] M. Ciuchini, E. Franco, V. Lubicz, and F. Mescia. Next-to-Leading Order QCD corrections to spectator effects in lifetimes of beauty hadrons [J]. Nucl. Phys. B, 2002, 625(1-2): 211~238
- [2] M. Bauer, B. Stech, M. Wirbel. Exclusive semileptonic decays of heavy mesons [J]. Z. Phys. C, 1985, 29 (4): 637~642; Exclusive nonleptonic decays of D, Ds and B mesons [J]. Z. Phys. C, 1987, 34(1): 103~115
- [3] H.Y. Cheng. Nonfactorizable contributions to nonleptonic weak decays of heavy mesons [J]. Phys. Lett. B, 1994, 335(3-4): 428~435; J. Soares. “Nonfactorizable” terms in hadronic B-meson weak decays [J]. Phys. Rev. D, 1995, 51 (7): 3518~3524; A.N. Kamal and A.B. Santra. Nonfactorization and color-suppressed $B \rightarrow \psi(\psi') + K(K^*)$ decays [J]. Z. Phys. C, 1996, 72(4): 91~97
- [4] M. Beneke, G. Buchalla, M. Neubert, and C.T. Sachrajda. QCD factorization for $B \rightarrow \pi\pi$ decays: strong phases and CP violation in the heavy quark limit [J]. Phys. Rev. Lett. 1999, 83 (10): 1914~1917; QCD factorization for exclusive non-leptonic B-meson decays: general arguments and the case of heavy-light final states [J]. Nucl. Phys. B, 2000, 591(1-2): 313~418
- [5] Y.Y. Keum, H.-n. Li, and A.I. Sanda. Fat penguins and imaginary penguins in perturbative QCD [J]. Phys. Lett. B, 2001, 504 (1-2): 6~14; Penguin enhancement and $B \rightarrow K\pi$ decays in perturbative QCD [J]. Phys. Rev. D, 2001, 63(5): 054008(1~21)
- [6] H.-n. Li and G. Sterman. The perturbative pion form factor with Sudakov suppression [J]. Nucl. Phys. B, 1992, 381 (1-2): 129~140
- [7] M. Nagashima and H.-n. Li. kT factorization of exclusive processes [J]. Phys. Rev. D, 2003, 67(3): 034001(1~10)
- [8] C.H. Chen, Y.Y. Keum, and H.-n. Li. Perturbative QCD analysis of $B \rightarrow \phi K$ decays and power counting [J]. Phys. Rev. D, 2001, 64(11): 112002(1~17)
- [9] Y.Y. Keum and A. I. Sanda. Possible large direct CP violations in charmless B meson decays: Summary report on the PQCD method [J]. Phys. Rev. D, 2003, 67(5): 054009(1~9)
- [10] C.W. Bauer, D. Pirjol, I.Z. Rothstein, and I.W. Stewart, hep-ph/0401188
- [11] Y.Y. Keum, T. Kurimoto, H.-n. Li, C.D. Lu, and A.I. Sanda. Nonfactorizable contributions to $B \rightarrow D^{(*)}M$ decays [J]. Phys. Rev. D, 2004, 69(9): 094018(1~14)

(责任编辑 胡春华)

·封面文字说明·

美国能源部正在田纳西州建造 世界上最强脉冲中子束的散裂中子源

散裂中子源(Spallation Neutron Source,简称 SNS),是美国能源部在田纳西州橡树岭建造的基于中子源的粒子加速器。该加速器 1999 年动工建造,预计 2006 年竣工,耗资 14 亿美元,建成后可为科学研究和工业发展提供世界上最

的脉冲中子束。美国共有 6 个国家实验室参与了该工程的建设工作,来自纽约布鲁克海文国家实验室的华裔科学家翁武忠教授主持了该加速器的粒子束传输线和累积环加速器系统的设计和建造。

(胡春华)