

ЭФФЕКТЫ НАРУШЕНИЯ СР ИНВАРИАНТНОСТИ В РЕДКИХ РАСПАДАХ В МЕЗОНОВ ВНЕ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

Асатрян Г.

Ереванский физический институт

Исследуются СР-нарушающие эффекты в редких распадах $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$ и $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$ в рамках расширения стандартной модели с двумя Хиггсовскими дублетами. Показывается, что большие отклонения от предсказаний стандартной модели возможны.

Մասնավորապես Հ., СР-խախտող էֆեկտները В մեզոնների հազվագյուտ տրոհումներում ստանդարտ մոդելի ընդհանրացումներում: Հետազոտվում են СР-խախտող էֆեկտները В մեզոնների $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$ և $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$ հազվագյուտ տրոհումներում երկու Հիգսի դուբլետ պարունակող ստանդարտ մոդելի ընդհանրացման շրջանակներում: Ցույց է տրվում, որ հնարավոր են մեծ շեղումներ ստանդարտ մոդելի կանխագուշակումներից:

Asatryan H. CP-violating effects in the rare decays of B mesons in the extension of the standard model. We investigate the CP-violating effects in the rare decays $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$ and $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$ in the extension of the standard model with two Higgs doublets. We show that large deviations from the standard model predictions are possible.

ВВЕДЕНИЕ. Исследования редких распадов В мезонов предоставляют уникальную возможность тестирования стандартной модели (СМ) электрослабых взаимодействий. Проходя на одномпетлевом уровне в СМ, они могут получать большие вклады от новых (гипотетических) частиц в расширениях СМ даже при массах последних порядка нескольких сотен ГэВ. Так, экспериментальное измерение ширины распада $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$ ставит сильные ограничения на феноменологически допустимые значения параметров многих популярных расширений СМ. Измерение других редких распадов, таких, как $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$, $\bar{B} \rightarrow X_s \ell^+ \ell^-$ и т.д., перспективно с той же точки зрения.

Известно, что из-за структуры матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскава (ККМ), параметризующей взаимодействие кварков посредством заряженных токов, распады $\bar{B} \rightarrow X_s$ имеют относительно большую ширину, тогда как в распадах $\bar{B} \rightarrow X_d$ возможны большие эффекты, связанные с нарушением СР-инвариантности. Так, даже в СМ прямая СР-асимметрия в распаде $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$ величина порядка $(10 \div 25)\%$ [1] и может быть измерена в ближайшие несколько лет.

Целью данной работы является исследование прямой СР-асимметрии в распаде $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$, а также в комбинированной ширине распадов $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$ и $\bar{B} \rightarrow X_d \gamma$ в простейшем расширении СМ с новой СР-нарушающей фазой – в модели с двумя Хиггсовскими дублетами.

Модель с двумя Хиггсовскими дублетами дает вклад в процессы $\bar{B} \rightarrow X_{s(d)} \gamma$ за счет обмена заряженными Хиггсовскими бозонами

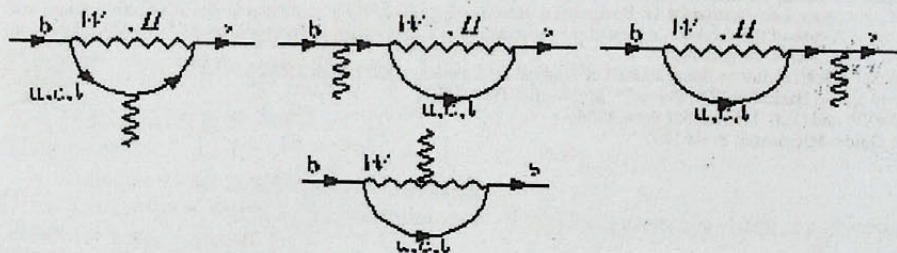


Рис. 1. Некоторые из фейнмановских диаграмм, дающих вклад в распад $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$ в модели с двумя Хиггсовскими дублетами.

на заряженными Хиггсовскими бозонами $H^\pm$ (рис. 1). Юкавское взаимодействие последних с кварками в общем случае (не содержащем древесные нейтральные токи, меняющие аромат) может быть записано в следующей форме [2].

$$\frac{g_2}{\sqrt{2}} \left\{ \frac{m_{d_i}}{M_w} X_{ij} V_{j1} d_{Ri} + \frac{m_{u_i}}{M_w} Y_{ij} V_{j1} u_{Li} \right\} H^+ + h.c. \quad (1)$$

где g_2 – константа слабого взаимодействия, V обозначает ККМ матрицу, u_i, d_i – столбцы кварков u-типа и d-типа соответственно. X и Y параметры модели, которые в общем случае независи-

мы и комплексны. В последнем случае мы имеем дело с новым источником нарушения CP-инвариантности (в СМ она нарушается за счет единственной фазы в матрице ККМ).

1. CP-нарушающие эффекты в распадах $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$ и $\bar{B} \rightarrow X_d \gamma$.

В качестве количественной меры нарушения CP-инвариантности в распаде $\bar{B} \rightarrow X_d \gamma$ принимается так называемая прямая CP-асимметрия, определяемая соотношением

$$a_{CP}(\bar{B} \rightarrow X_d \gamma) = \frac{\Gamma(B \rightarrow X_d \gamma) - \Gamma(\bar{B} \rightarrow X_d \gamma)}{\Gamma(B \rightarrow X_d \gamma) + \Gamma(\bar{B} \rightarrow X_d \gamma)} \quad (2)$$

В этой работе мы рассмотрим также комбинированную CP-асимметрию в распадах $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$ и $\bar{B} \rightarrow X_d \gamma$, которую мы определим как

$$a_{CP}(\bar{B} \rightarrow X_{d,s} \gamma) = \frac{\Gamma(B \rightarrow X_d \gamma) + \Gamma(B \rightarrow X_s \gamma) - \Gamma(\bar{B} \rightarrow X_d \gamma) - \Gamma(\bar{B} \rightarrow X_s \gamma)}{\Gamma(B \rightarrow X_d \gamma) + \Gamma(\bar{B} \rightarrow X_d \gamma) + \Gamma(B \rightarrow X_s \gamma) + \Gamma(\bar{B} \rightarrow X_s \gamma)} \quad (3)$$

Эта величина тождественно обращается в нуль в СМ, однако может быть существенно отлична от нуля в ее расширениях.

Как видно из рис. 1, в процессы $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$ и $\bar{B} \rightarrow X_d \gamma$ дают вклад петли с обменом u, c, t , взвешенные соответствующими факторами ККМ матрицы. Принимая во внимание унитарность матрицы ККМ, в общем случае ширина распада $\bar{B} \rightarrow X_d \gamma$ может быть записана как [1]

$$\Gamma(B \rightarrow X_d \gamma) = \left| \frac{\lambda_t^d}{V_{cb}} \right|^2 D_t + \left| \frac{\lambda_u^d}{V_{cb}} \right|^2 D_u + \frac{\text{Re} \{ \lambda_t^{d*} \lambda_u^d \}}{|V_{cb}|^2} D_r + \frac{\text{Im} \{ \lambda_t^{d*} \lambda_u^d \}}{|V_{cb}|^2} D_i \quad (4)$$

где $\lambda_i^d = V_{is}^* V_{ib}$ ($i = u, t$). Аналогичное выражение для CP-асимметрии в $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$ получается из этой посредством замены $\lambda_i^d \rightarrow \lambda_i^s$, тогда как функции D_j совпадают для двух распадов (в приближении где массы s и d кварков малы).

Для получения явных выражений для величин D_j ($j = t, u, r, i$) нужно использовать технику эффективного Гамильтониана с включением поправок Квантовой Хромодинамики (КХД) следующего по отношению к ведущему порядка. Так как, выписывание явных выражений займет много места, мы ограничимся ссылками на оригинальные работы [3,4] и обзор [5]. Для модели с двумя Хиггсовскими дублетами соответствующие выражения могут быть найдены в [2]. Для нашей же цели важно отметить, что в ведущем порядке (по α_s — константы сильного взаимодействия) величины D_u, D_t, D_r равны нулю.

Выражение для ширины зарядово-сопряженного распада $B \rightarrow X_d \gamma$ можно получить из (4), меняя знак всех CP-нарушающих фаз. После этого нетрудно получить выражение для CP-асимметрии. В стандартной модели, где фаза в матрице ККМ является единственным источником CP-нарушения, это выражение просто [1]:

$$a_{CP}(\bar{B} \rightarrow X_d \gamma) = - \frac{\text{Im} \{ \lambda_t^{d*} \lambda_u^d \} D_i}{|\lambda_t^d|^2 D_t^{(0)}} \quad (5)$$

где были отброшены члены порядка α_s^2 . В случае модели с двумя Хиггсовскими дублетами, наличие еще одной фазы приводит к довольно громоздкой формуле, которую можно найти в [6]. Вычисление CP-асимметрии в $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$ и комбинированной CP-асимметрии (3) проводится аналогичным образом.

2. Численные результаты.

Проводя вычисления в рамках модели с двумя Хиггсовскими дублетами, следует иметь в виду, что экспериментально измеренная ширина распада $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$ [7] приводит к ограничениям возможных значений параметров модели (в данном случае это параметры X, Y , и m_H , масса заряженного Хиггса). Мы будем учитывать эти ограничения.

Сканируя пространство параметров модели (с учетом выше упомянутых ограничений) и учитывая неопределенности в теоретических оценках (таких, как зависимость от точки перенормировки, экспериментальные ошибки в измерениях параметров матрицы ККМ), мы пришли к следующим численным значениям:

1) в стандартной модели CP-асимметрия в распаде $\bar{B} \rightarrow X_d \gamma$ изменяется в интервале $(10 \div 27)\%$;

- 2) в модели с двумя Хиггсовскими дублетами, описываемой Юкавским взаимодействием (1), но без новой СР-нарушающей фазы $a_{CP}(\bar{B} \rightarrow X_d \gamma)$ изменяется в интервалах $-(3+24)\%$ и $(10+36)\%$;
- 3) в той же модели при появлении новой фазы имеем $-25\% \leq a_{CP}(\bar{B} \rightarrow X_d \gamma) \leq 37\%$;
- 4) комбинированная СР-асимметрия (3) в последнем случае может изменяться в интервале $(-3,3)\%$.

Как видим, даже в простейшем случае расширения стандартной модели с двумя Хиггсовскими дублетами большие отклонения от предсказаний СМ возможны. Следовательно, изучение СР-нарушения в редких распадах может иметь интересные феноменологические применения. Результаты, полученные в данной работе, показывают актуальность экспериментального измерения $a_{CP}(\bar{B} \rightarrow X_d \gamma)$.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ali A., Asatrian H., Greub C. — Phys.Lett. B429,87 (1998).
- [2] Borzumati F., Greub C. — Phys.Rev. D 58, 074004 (1998).
- [3] Greub C., Hurth T., Wyler D. — Phys.Lett. B380, 385 (1996); Phys.Rev.D 54, 3350 (1996).
- [4] Chetyrkin K., Misiak M., Munz M. — Phys.Lett. B400, 206 (1997).
- [5] Buras A.J. — Probing the Standard Model of Particle Interactions, F.David and R. Gupta, 1998, Elsevier Science B.V., hep-ph/9806471.
- [6] Asatryan H.H., Asatrian H.M., Eghiyani G.K. Savvidy, accepted for publication in Int.J.Mod.Phys. A (2001).
- [7] Alam M.S. et al. CLEO Coll. — Phys. Rev. Lett. 74, 2885 (1995).

О СИНХРОТРОННОМ ИЗЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОНА, ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ВНУТРИ ИЛИ ВНЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ КАПЛИ

Арзуманян С.

Институт прикладных проблем физики НАН РА

Рассчитана интенсивность излучения релятивистского электрона, вращающегося внутри или вне диэлектрической капли, когда удовлетворяется условие Черенкова для вещества капли и скорости электрона. При определенных значениях отношения радиуса капли к радиусу орбиты электрона излучение последнего аномально сильное.

Արզումանյան Ս., Գիտելնարի կաթիլի ներսում կամ դրսում պտտվող էլեկտրոնի սինքրոտրոնային ճառագայրման մասին. Հաշվարկված է դիէլեկտրիկ կաթիլի ներսում կամ դրսում պտտվող էլեկտրոնի ճառագայրման ինտենսիվությունը, երբ Չերենկովի պայմանը բավարարված է կաթիլի նյութի և էլեկտրոնի արագության տեսանկյունից: Կաթիլի շառավղի ու էլեկտրոնի ուղեծրի շառավղի հարաբերության որոշակի արժեքների դեպքում ճառագայրման անմիալ ուժեղ է:

Arzumanyan S. On the synchrotron radiation of electron rotating inside or outside a dielectric drop. The intensity of radiation from an electron rotating inside or outside a dielectric drop was calculated for the case when the Cherenkov condition for the matter of drop and electron velocity was satisfied. At definite values of the ratio of the radius of drop to that of electron orbit the radiation was anomalously strong.

ВВЕДЕНИЕ. Как известно, наличие вещества является причиной важных электромагнитных процессов: рентгеновское переходное излучение, излучение Вавилова-Черенкова, излучение каналированных частиц [1-9]. В этом аспекте представляет интерес воздействие вещества на электромагнитные процессы и, в частности, на синхротронное излучение [10, 11]. Синхротронное излучение в бесконечно однородной среде изучено в [2, 12, 13]. В работах [14, 15] были получены общие выражения для спектрального и спектрально-углового распределения интенсивности излучения заряженной релятивистской частицы, вращающейся в слоистой сферически-симметрической среде. На основании этих формул в данной работе исследовано спектральное распределение интенсивности излучения электрона, вращающегося внутри или вне капли. Частный случай этой задачи (вращение вокруг диэлектрического шара) был решен в предыдущей работе [16]. Для упрощения расчетов рассмотрено вращение электрона в экваториальной плоскости капли. С той же целью не учитывались явления дисперсии и эффекты, связанные с поглощением излучения. Магнитная проницаемость вещества считалась равной единице.

2. Вращение электрона внутри диэлектрической капли.

Сначала рассмотрим частицу (далее для определенности ее будем считать электроном), которая равномерно вращается со скоростью $v = r_e \omega_e$ в постоянном магнитном поле внутри диэлектрической капли. Здесь r_e — радиус орбиты электрона, вращающегося в экваториальной плоскости капли. Будем предполагать, что капля окружена средой, диэлектрическая проницаемость ϵ_1 которой отличается от диэлектрической проницаемости капли ϵ_0 . Ради простоты не будем учитывать эффекты, связанные с поглощением излучения, считая ϵ_0 и ϵ_1 действительными