

УДК 539.126.4

CP-АСИММЕТРИЯ В РАСПАДАХ Υ : ВКЛАДЫ C-НЕЧЁТНОГО И C-ЧЁТНОГО СОСТОЯНИЙ $B^0\bar{B}^0$

Н. А. Панченко, С. И. Годунов

Пары $B\bar{B}$, рождающиеся в распадах Υ , находятся преимущественно в C-нечётном состоянии, испускание мягкого фотона приводит к примеси C-чётной компоненты, что качественно меняет времязависящую CP-асимметрию. С помощью формализма двухчастичной волновой функции мы выводим выражения для CP-асимметрии в случаях чистого C-чётного, чистого C-нечётного и смешанного по C-чётности состояний и обращаем внимание на характерную зависимость C-чётного вклада от $|\Delta t|$. Мы анализируем величину эффекта для резонансов $\Upsilon(4S)$ и $\Upsilon(5S)$. На $\Upsilon(5S)$ примесь велика ($\chi \simeq 0.4$), тогда как на $\Upsilon(4S)$ она пренебрежимо мала на пике резонанса, но резко возрастает при небольшом сдвиге энергии в системе центра масс.

Ключевые слова: CP-асимметрия, B-мезоны, C-чётность, $\Upsilon(4S)$, $\Upsilon(5S)$, треугольник унитарности.

1. Введение. Углы треугольника унитарности являются важными параметрами Стандартной модели, и их прецизионное измерение остаётся одной из главных задач физики высоких энергий. Основным инструментом для этого служит времязависящая CP-асимметрия в распадах $B^0\bar{B}^0$ -мезонов [1]. Точность извлечения углов треугольника унитарности определяется не только набранной статистикой и характеристиками детектора – существуют фундаментальные процессы, которые создают принципиальное ограничение на точность измерений. В данной работе мы рассматриваем один из таких процессов.

На электрон-позитронных коллайдерах пары нейтральных B-мезонов могут рождаться через промежуточные Υ -резонансы. В распадах Υ -мезонов пара $B^0\bar{B}^0$ находится в C-нечётном состоянии, что следует из закона сохранения углового момента.

Однако система может изменить свою C -чётность за счёт испускания мягкого фотона, в результате чего возникает примесь C -чётной компоненты волновой функции. Такая компонента качественно меняет времязависящую CP -асимметрию.

В качестве механизма испускания фотона мы рассматриваем распад $\Upsilon \rightarrow B^* \bar{B} \rightarrow B \bar{B} \gamma$. Ситуация различается для резонансов $\Upsilon(4S)$ и $\Upsilon(5S)$. В случае $\Upsilon(4S)$ канал $\Upsilon(4S) \rightarrow B^* \bar{B}$ кинематически запрещён, B^* -мезон является виртуальным, и весь процесс сильно подавлен. Напротив, для $\Upsilon(5S)$ рождение пары $B^* \bar{B}$ кинематически разрешено, благодаря чему C -чётная примесь оказывается значительной – на уровне десятков процентов.

В настоящей работе, используя формализм двухчастичной волновой функции, мы выводим аналитические выражения для времязависящей CP -асимметрии в случаях чисто C -чётного, чисто C -нечётного и смешанного состояний $B\bar{B}$ -пары. Мы рассматриваем процесс, в котором один B^0 -мезон распадается полулептонно, а второй – в конечное CP -собственное состояние f . Количество событий с отрицательным лептоном в конечном состоянии $N_- \equiv N(B^0 \bar{B}^0 \rightarrow \ell^- \bar{\nu} X, f)$ и через CP -сопряжённый канал $N_+ \equiv N(B^0 \bar{B}^0 \rightarrow \ell^+ \nu X, \bar{f})$ приводится для случаев, когда $B\bar{B}$ -пара находится в C -чётном и C -нечётном состояниях.

Данная работа следует нашему основному исследованию [2] и более подробно рассматривает некоторые из исследуемых в нём вопросов, а именно: различие величины C -чётной примеси для резонансов $\Upsilon(4S)$ и $\Upsilon(5S)$, а также эффект интерференции между излучением фотона в начальном и конечном состояниях.

2. Двухчастичная волновая функция $B\bar{B}$ -пары. В распадах Υ -мезонов пара $B\bar{B}$ рождается в P -волне, что следует из закона сохранения углового момента при распаде истинного вектора ($J^{PC} = 1^{--}$) на два псевдоскаляра ($J^P = 0^-$). Орбитальный момент пары равен $L = 1$, а C -чётность системы равна $(-1)^L = -1$. В системе центра масс Υ B^0 и $\bar{B}^0$ разлетаются в противоположных направлениях, под углом π . Волновая функция такой пары антисимметрична относительно перестановки мезонов:

$$\Psi_{\text{asymm}}(t) = B_1^0(t) \bar{B}_2^0(t) - \bar{B}_1^0(t) B_2^0(t), \quad (1)$$

где $B^0(t)$ описывает временную эволюцию мезона, родившегося как B^0 , а $\bar{B}^0(t)$ – мезона, родившегося как $\bar{B}^0$. Индексы 1 и 2 обозначают направления разлёта B -мезонов в системе центра масс Υ .

Структура волновой функции (1) обнаруживает ключевое свойство C -нечётного состояния: система не может одновременно содержать два B^0 или два $\bar{B}^0$ – один из мезонов

обязательно является B^0 , а другой $\bar{B}^0$. Именно это свойство делает возможной процедуру тагирования в данном случае. Если один из мезонов распадается полулептонно, знак заряженного лептона в конечном состоянии однозначно определяет его флейвор: $B^0 \rightarrow \ell^+ \nu X$, и $\bar{B}^0 \rightarrow \ell^- \bar{\nu} X$. Благодаря антисимметрии волновой функции флейвор второго мезона становится известным автоматически – он противоположен флейвору первого. Таким образом, задача описания двухчастичной системы сводится к одночастичной задаче об эволюции одиночного B -мезона с известным начальным флейвором.

Ситуация качественно меняется, когда пара $B^0 \bar{B}^0$ находится в C -чётном состоянии. Волновая функция в этом случае симметрична:

$$\Psi_{\text{symm}}(t) = B_1^0(t)\bar{B}_2^0(t) + B_2^0(t)\bar{B}_1^0(t). \quad (2)$$

Как видно из (2), система теперь может одновременно содержать как два B^0 , так и два $\bar{B}^0$. Это означает, что знание флейвора одного мезона (например, по знаку лептона в его полулептонном распаде) ничего не говорит о флейворе второго: он может быть как таким же, так и противоположным. Следовательно, сведение к одночастичной задаче в C -чётном случае невозможно, и система должна описываться в рамках двухчастичного формализма.

Чтобы найти количество событий, мы следуем стандартной процедуре. Мы проецируем конечное состояние на волновую функцию пары, что даёт амплитуду распада. Затем вероятность распада получается возведением модуля этой амплитуды в квадрат. Наконец, интегрирование вероятности по временам распада даёт количество событий. Ниже мы приводим результаты отдельно для C -нечётного и C -чётного случаев и их смеси; подробный вывод можно найти в работе [2].

2.1. C -нечётное состояние $B^0 \bar{B}^0$ -пары. Для BB -пары в C -нечётном состоянии вероятность распада на отрицательный лептон и конечное CP -собственное состояние f имеет вид:

$$P_-^{\text{asymm}} \propto |\langle \ell^-(t_1), f(t_2) | \Psi_{\text{asymm}}(t) \rangle|^2, \quad (3)$$

где t_1 и t_2 – моменты времени, в которые распались $B_1^0(t)$ и $B_2^0(t)$, соответственно, а амплитуда

$$\langle \ell^-(t_1), f(t_2) | \Psi_{\text{asymm}}(t) \rangle = -e^{-2i(m - i\frac{\Gamma}{2})t} A_- \left(A_f \cos \frac{\Delta t \Delta m}{2} + i \frac{q}{p} \bar{A}_f \sin \frac{\Delta t \Delta m}{2} \right), \quad (4)$$

где $t \equiv \frac{t_2 + t_1}{2}$, $\Delta t \equiv t_2 - t_1$, $m = (M_H + M_L)/2$, $\Delta m = M_H - M_L$, $M_{H,L}$ – массы $B_{H,L}$ (массовые состояния), Γ – ширина $B_{L,H}$, A_f обозначает амплитуду распада в CP -собственное

состояние f , A_- обозначает амплитуду полулептонного распада. Здесь и далее, если не оговорено иное, мы используем обозначения из [3].

Чтобы получить количество событий, необходимо проинтегрировать вероятность распада по времени. Заменим пределы интегрирования:

$$\int_0^{\infty} dt_1 \int_0^{\infty} dt_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} d(\Delta t) \int_{\frac{|\Delta t|}{2}}^{+\infty} dt. \quad (5)$$

Важно отметить, что нижний предел интегрирования по t равен модулю разности времён распада. Как видно из (4), вся зависимость от t содержится исключительно в показателе экспоненты; синус и косинус зависят только от Δt . Таким образом, при интегрировании $|\Delta t|$ появится только в показателе экспоненты. Для количества событий получаем:

$$N_-^{\text{asymm}}(\Delta t) \propto \frac{1}{2\Gamma} e^{-\Gamma|\Delta t|} |A_-|^2 |A_f|^2 \left[\cos^2 \frac{\Delta t \Delta m}{2} + |\lambda|^2 \sin^2 \frac{\Delta t \Delta m}{2} - \text{Im} \lambda \sin \Delta t \Delta m \right], \quad (6)$$

где $\lambda = \frac{q\bar{A}_f}{pA_f}$.

Применяя оператор CP -сопряжения к этому процессу, аналогично получаем выражение для количества событий с положительным лептоном в конечном состоянии:

$$N_+^{\text{asymm}}(\Delta t) \propto \frac{1}{2\Gamma} e^{-\Gamma|\Delta t|} |A_+|^2 |\bar{A}_f|^2 \left[\cos^2 \frac{\Delta t \Delta m}{2} + \left| \frac{1}{\lambda} \right|^2 \sin^2 \frac{\Delta t \Delta m}{2} - \text{Im} \frac{1}{\lambda} \sin \Delta t \Delta m \right]. \quad (7)$$

Таким образом, получается стандартное выражение для CP -асимметрии [3]:

$$a_{CP}^{\text{asymm}}(\Delta t) = \frac{N_+^{\text{asymm}}(\Delta t) - N_-^{\text{asymm}}(\Delta t)}{N_+^{\text{asymm}}(\Delta t) + N_-^{\text{asymm}}(\Delta t)} \equiv -C_f \cos \Delta t \Delta m + S_f \sin \Delta t \Delta m, \quad (8)$$

где

$$C_f = \frac{1 - |\lambda|^2}{1 + |\lambda|^2}, \quad S_f = \frac{2\text{Im}\lambda}{1 + |\lambda|^2}. \quad (9)$$

2.2. C -чётное состояние $B^0\bar{B}^0$ -пары. Аналогично предыдущему случаю, находим амплитуду распада мезонов, когда их волновая функция симметрична относительно перестановок:

$$\langle \ell^-(t_1), f(t_2) | \Psi_{\text{symm}} \rangle = e^{-2i(m - i\frac{\Gamma}{2})t} A_- \left(A_f \cos t \Delta m + i \frac{q}{p} \bar{A}_f \sin t \Delta m \right). \quad (10)$$

Здесь следует отметить, что, в отличие от случая, когда пара находится в C -нечётном состоянии, зависимость от t содержится не только в показателе экспоненты, но и в

аргументах синуса и косинуса. Поэтому при интегрировании вероятности по времени, то есть при нахождении количества событий, $|\Delta t|$ появится также и в аргументах синуса и косинуса. В этом состоит очень важное различие между C -чётным и C -нечётным состояниями.

Количество событий в двух CP -сопряжённых процессах и CP -асимметрия:

$$N_-^{\text{symm}} \propto \frac{|A_-|^2 |A_f|^2 e^{-\Gamma|\Delta t|}}{4\Gamma} \left[(1 + |\lambda|^2) - 2\text{Im}\lambda \frac{x \cos |\Delta t|\Delta m + \sin |\Delta t|\Delta m}{1 + x^2} + \right. \\ \left. + (1 - |\lambda|^2) \frac{\cos |\Delta t|\Delta m - x \sin |\Delta t|\Delta m}{1 + x^2} \right], \quad (11)$$

$$N_+^{\text{symm}} \propto \frac{|A_+|^2 |\bar{A}_f|^2 e^{-\Gamma|\Delta t|}}{4\Gamma} \left[\left(1 + \frac{1}{|\lambda|^2}\right) - 2\text{Im}\frac{1}{\lambda} \frac{x \cos |\Delta t|\Delta m + \sin |\Delta t|\Delta m}{1 + x^2} + \right. \\ \left. + \left(1 - \frac{1}{|\lambda|^2}\right) \frac{\cos |\Delta t|\Delta m - x \sin |\Delta t|\Delta m}{1 + x^2} \right], \quad (12)$$

$$a_{CP}^{\text{symm}}(\Delta t) = \frac{1}{1 + |\lambda|^2} \frac{1}{1 + x^2} \left[- [(1 - |\lambda|^2) - 2x\text{Im}\lambda] \cos \Delta t \Delta m + \right. \\ \left. + [(1 - |\lambda|^2) x + 2\text{Im}\lambda] \text{sign} \Delta t \sin \Delta t \Delta m \right], \quad (13)$$

где $x = \frac{\Delta m}{\Gamma}$. Зависимость от знака Δt в выражении (13) отличается от того, что мы имели в (8): в случае C -чётного состояния пары B^0 -мезонов CP -асимметрия не зависит от порядка распадов, в то время как в случае C -нечётного состояния – зависит.

3. CP -асимметрия для состояния со смешанной C -чётностью. До сих пор мы рассматривали два крайних случая: чисто C -нечётное и чисто C -чётное состояния $B^0 \bar{B}^0$ -пары. В действительности же эти два канала сосуществуют. Пара B -мезонов с антисимметричной волновой функцией рождается в распаде $\Upsilon \rightarrow B \bar{B}$, тогда как пара с симметричной волновой функцией возникает в распаде $\Upsilon \rightarrow B \bar{B} \gamma$. Конечные состояния в этих двух случаях различны, поэтому интерференция между ними отсутствует. Следовательно, мы должны складывать вероятности, а не амплитуды:

$$P^{\text{mix}} = P^{\text{asymm}} + \chi P^{\text{symm}}, \quad (14)$$

где χ – величина примеси (по отношению к C -нечётному каналу). Таким образом, интерференция между двумя асимметриями отсутствует:

$$a_{CP}^{\text{mix}}(\Delta t) = \frac{a_{CP}^{\text{asymm}}(\Delta t)}{1 + \chi} + \frac{\chi a_{CP}^{\text{symm}}(\Delta t)}{1 + \chi}. \quad (15)$$

Рассмотрим выражение (15) более подробно на примере конкретного распада $B^0 \rightarrow J/\psi K_{S(L)}$ – так называемой “золотой моды”, в которой угол β треугольника унитарности измерялся коллаборациями Belle [4] и BaBar [5]. В этом случае $|\lambda| = 1$ с хорошей точностью и $\text{Im}\lambda = -\eta_f \sin 2\beta$:

$$a_{CP}^{\text{mix}}(\Delta t) = -\frac{\eta_f \sin 2\beta}{1 + \chi} \left[\left(1 + \text{sign}(\Delta t) \frac{\chi}{1 + x^2} \right) \sin \Delta t \Delta m + \chi \frac{x}{1 + x^2} \cos \Delta t \Delta m \right], \quad (16)$$

где $\eta_f = \pm 1$ ($\eta_S = -1$ для $J/\psi K_S$, $\eta_L = +1$ для $J/\psi K_L$) – собственное значение оператора CP -сопряжения.

Обратим внимание на два важных обстоятельства. Во-первых, C -чётная примесь индуцирует ненулевой коэффициент C^{mix} перед $\cos \Delta m \Delta t$ даже в том случае, когда в чисто C -нечётном пределе он равен нулю (в золотой моде). Это означает, что асимметрия перестаёт обращаться в нуль при $\Delta t = 0$. Во-вторых, поправка ΔS^{mix} к коэффициенту при синусе зависит от знака Δt : она различна для $\Delta t > 0$ и $\Delta t < 0$. Это прямое следствие зависимости C -чётной асимметрии от $|\Delta t|$, обсуждавшейся ранее.

Вспоминая выражение для CP -асимметрии в случае антисимметричной волновой функции $B^0 \bar{B}^0$ -мезонов (8), можно показать, что поправки к коэффициентам при синусе и косинусе имеют вид:

$$\Delta C^{\text{mix}} = C^{\text{mix}} = \frac{\chi}{1 + \chi} \frac{x}{1 + x^2} \eta_f \sin 2\beta, \quad \Delta S^{\text{mix}} = \frac{\chi}{1 + \chi} \left[1 - \frac{\text{sign} \Delta t}{1 + x^2} \right] \eta_f \sin 2\beta. \quad (17)$$

Поправки ΔC^{mix} и ΔS^{mix} к коэффициентам CP -асимметрии определяются параметром примеси χ . Этот параметр, в свою очередь, радикально различается для резонансов $\Upsilon(4S)$ и $\Upsilon(5S)$, что приводит к качественно разным экспериментальным ситуациям. Ниже мы обсуждаем оба случая.

4. Величина поправки для распадов $\Upsilon(5S)$. Резонанс $\Upsilon(5S)$ лежит выше порога рождения $B\bar{B}^*$, благодаря чему радиационный канал $\Upsilon(5S) \rightarrow B^* \bar{B} \rightarrow B\bar{B}\gamma$ кинематически разрешён и идёт через реальный B^* -мезон. В распадах $\Upsilon(5S) \rightarrow B\bar{B}X$ только часть каналов содержит среди частиц в конечном состоянии пару $B^0 \bar{B}^0$ (наряду с каналами, содержащими $B^+ B^-$, $B_s \bar{B}_s$ и $B^\pm B^0$). При этом в полной ширине $\Upsilon(5S)$ доля распадов с $B^0 \bar{B}^0$ в C -нечётном состоянии составляет примерно 27%, а в C -чётном – около 11% [6]. Это соответствует параметру примеси $\chi = 0.4$, а поправки к коэффициентам S_f и C_f составляют десятки процентов.

На рис. 1 показана CP -асимметрия как функция Δt для трёх конфигураций: чисто C -нечётное состояние (красный пунктир), чисто C -чётное состояние (зелёный штрих-пунктир) и смешанное состояние (синяя сплошная) с параметром $\eta_S = -1$ в случае

распада $\Upsilon(5S)$. Хорошо видны характерные признаки C -чётного вклада: ненулевая асимметрия при $\Delta t = 0$ и асимметричное поведение относительно знака Δt .

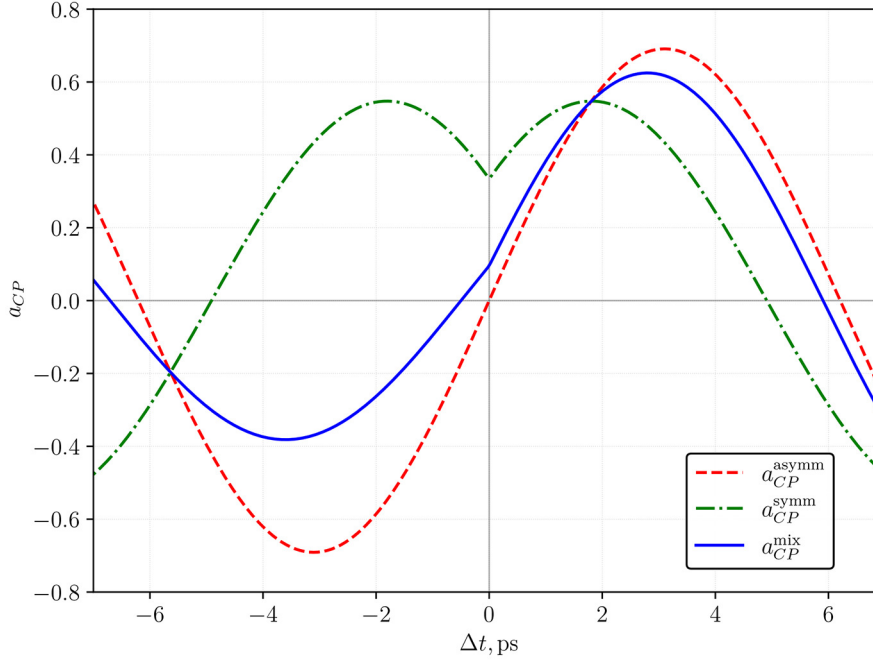


Рис. 1: Времыависящая CP -асимметрия для C -нечётного (красный пунктир) и C -чётного (зелёный штрихпунктир) состояний и их смеси (синяя сплошная) с примесью $\chi = 0.4$ для случая $\eta_S = -1$.

Хотя вклад от C -чётного состояния BB -пары велик для $\Upsilon(5S)$, мы сталкиваемся с трудностями прецизионного измерения времыависящей CP -асимметрии, связанными с восстановлением Δt – разности времён распада двух B -мезонов [6]. На асимметричном e^+e^- -коллайдере рождённый Υ -мезон обладает ненулевым импульсом в лабораторной системе отсчёта. Для сравнения, в распаде $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ энерговыделение крайне мало (сумма масс B -мезонов почти совпадает с массой $\Upsilon(4S)$), поэтому оба B -мезона летят практически вдоль одной прямой, в направлении движения исходного $\Upsilon(4S)$. Поперечный импульс B -мезонов пренебрежимо мал. В этом случае разность времён распада Δt восстанавливается по расстоянию Δz между вершинами распадов вдоль оси пучка.

Для $\Upsilon(5S)$ ситуация иная. Его масса значительно превышает удвоенную массу B -мезона, поэтому энерговыделение при распаде заметно больше, и в системе покоя $\Upsilon(5S)$ B -мезоны приобретают не пренебрежимо малую скорость. В лабораторной системе, где $\Upsilon(5S)$ движется вдоль оси z , релятивистский закон сложения скоростей приводит

к тому, что продольные скорости двух B -мезонов могут существенно различаться. В результате к моменту первого распада координаты z двух B -мезонов уже различны, и расстояние между точками распадов вдоль оси пучка складывается из начального разлёта и расстояния, пройденного вторым B -мезоном за время между распадами Δt . Эксперимент измеряет лишь сумму этих двух вкладов, что не позволяет однозначно восстановить Δt . Как показано в работе [6], проблема решается при большей скорости $\Upsilon(5S)$ в лабораторной системе, когда релятивистские эффекты уменьшают разность продольных скоростей B -мезонов, или отбором событий с близким к максимальному поперечным импульсом B -мезонов, когда продольный разлёт оказывается мал.

Таким образом, хотя величина C -чётной примеси на $\Upsilon(5S)$ делает этот резонанс чрезвычайно привлекательным с теоретической точки зрения, практическое измерение эффекта сталкивается с трудностями, ограничивающими достижимую точность.

5. Величина поправки для распадов $\Upsilon(4S)$. В отличие от $\Upsilon(5S)$, на резонансе $\Upsilon(4S)$ трудностей с восстановлением Δt не возникает. Однако, как будет показано ниже, доля C -чётной примеси в этом случае оказывается пренебрежимо малой. Масса $\Upsilon(4S)$ меньше суммы масс B^* и B , поэтому канал $\Upsilon(4S) \rightarrow B^* \bar{B}$ кинематически запрещён. Распад с испусканием фотона $\Upsilon(4S) \rightarrow B^* \bar{B} \rightarrow B \bar{B} \gamma$ может идти только через виртуальный B^* -мезон, что приводит к сильному подавлению вероятности.

Чтобы количественно оценить величину эффекта, мы вычислили ширину радиационного распада $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0 \gamma$. Этот канал ранее рассматривался Коланджелло и соавторами [7]:

$$\Gamma = \frac{\lambda^2 g_{B^0 B^*}^2}{9\pi^3} \int_{M_{B^0}}^{\frac{M_\Upsilon}{2}} \frac{M_\Upsilon^3 M_B^2 (E_3^2 - M_B^2)^{\frac{3}{2}} (M_\Upsilon - 2E_3)^3 dE_3}{(M_\Upsilon^2 + M_B^2 - 2E_3 M_\Upsilon) \left((M_\Upsilon^2 + M_B^2 - 2M_\Upsilon E_3 - M_{B^*}^2)^2 + M_{B^*}^2 \Gamma_{B^*}^2 \right)}, \quad (18)$$

где $g_{B^0 B^*}$ и λ – константы связи в вершинах взаимодействия $B^* \rightarrow B^0 \gamma$ и $\Upsilon(4S) \rightarrow B^* \bar{B}^0$, соответственно.

Мы воспроизвели их результат, чтобы исследовать зависимость ширины от энергии в системе центра масс $\sqrt{s}$. Как будет показано ниже, даже небольшой сдвиг $\sqrt{s}$ вверх от массы $\Upsilon(4S)$ приводит к резкому росту ширины радиационного канала.

Наш расчёт даёт для брэнчинга значение

$$\text{Br}(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0 \gamma) \simeq 2 \cdot 10^{-9}, \quad (19)$$

что, согласно (17), соответствует следующим поправкам к коэффициентам при синусе

и косинусе:

$$\Delta C^{\text{mix}} = 1.3 \cdot 10^{-9} \eta_f, \quad \Delta S^{\text{mix}} = \begin{cases} 10^{-9} \eta_f & \text{при } \Delta t > 0, \\ 4.5 \cdot 10^{-9} \eta_f & \text{при } \Delta t < 0. \end{cases} \quad (20)$$

Эти величины совершенно пренебрежимы при текущей экспериментальной точности.

Любопытно отметить, что результат, приведённый в работе [7], составляет $\text{Br}(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0 \gamma) = 3 \cdot 10^{-9}$. Единственное различие между двумя вычислениями заключается во входных массах и ширинах частиц, которые были уточнены за прошедшие годы менее чем на МэВ. Иными словами, сдвиг параметров на доли процента приводит к изменению брэнчинга в полтора раза. Это указывает на чрезвычайно высокую чувствительность данного канала к кинематике и мотивирует более детальное исследование зависимости ширины от энергии в системе центра масс $\sqrt{s}$.

Зависимость от полной энергии вводится в формулу (18) заменой $M_\Upsilon \rightarrow \sqrt{s}$. Действительно, масса $\Upsilon(4S)$ входит в выражение именно как энергия сталкивающихся электронов в системе центра масс. Сканирование по $\sqrt{s}$ выполнялось нами с помощью численных методов.

Рост ширины канала $\Upsilon(4S) \rightarrow BB\gamma$ с $\sqrt{s}$ показан на рис. 2. Мы видим, что ширина быстро (экспоненциально) растёт с $\sqrt{s}$, а на пороге рождения BB^* демонстрирует ступенчатое поведение. Оно обусловлено переходом B^* из виртуального состояния на массовую поверхность, что резко усиливает вероятность канала $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 B^*$.

Таким образом, увеличение $\sqrt{s}$ на 25 МэВ (т. е. в пределах 1–2 ширин $\Upsilon(4S)$) приводит к существенному увеличению скорости радиационного распада, достигающей $\Gamma(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0 \gamma) \sim 0.1$ МэВ, что соответствует брэнчингу порядка $\text{Br}(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0 \gamma) \sim 10^{-3}$. Подставляя это значение в (17), находим, что поправки к коэффициентам при синусе и косинусе от C -чётной примеси становятся $\Delta C^{\text{mix}} \sim 10^{-4}$, $\Delta S^{\text{mix}}(\Delta t < 0) \sim 10^{-3}$ и $\Delta S^{\text{mix}}(\Delta t > 0) \sim 10^{-4}$. Следовательно, если набор экспериментальных данных производится не точно на пике $\Upsilon(4S)$, этот эффект C -чётной примеси становится значимым и должен явно учитываться при извлечении коэффициентов времязависящей CP -асимметрии.

Существует и другой потенциальный механизм: виртуальные $\chi_{b0}(3P)$ и $\chi_{b2}(3P)$ будут давать вклад через $\Upsilon(4S) \rightarrow \chi(3P)\gamma \rightarrow B^0 \bar{B}^0 \gamma$. Грубая оценка брэнчинга показывает, что он не превышает по порядку величины механизм через виртуальный B^* -мезон, рассмотренный нами. Более того, эти вклады не получают столь же сильного усиления при увеличении $\sqrt{s}$.

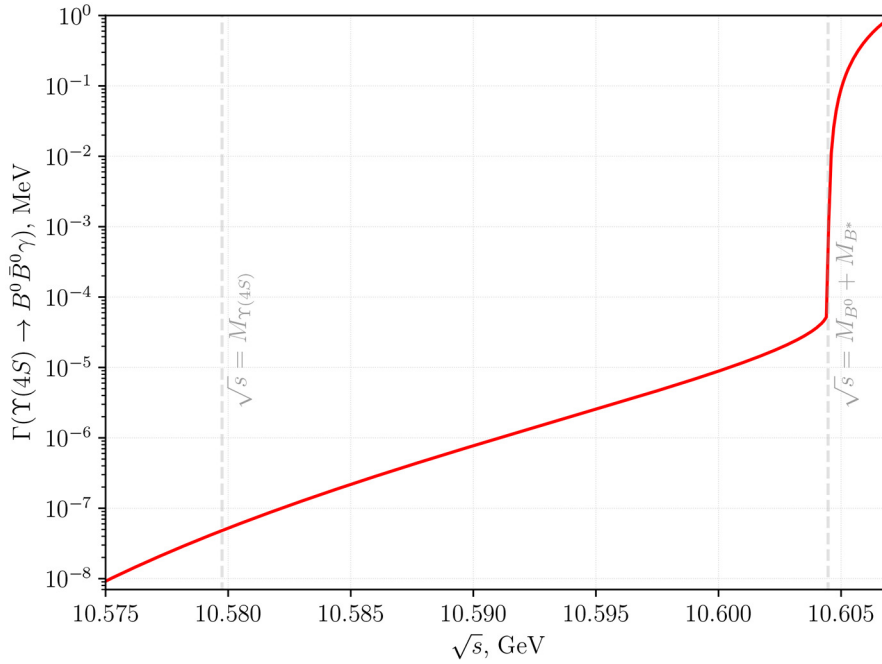


Рис. 2: Ширина распада $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0 \gamma$ как функция $\sqrt{s}$.

6. Об интерференции излучений в начальном и конечном состояниях. В нашем анализе мы рассматривали процесс $e^+e^- \rightarrow \Upsilon \rightarrow B^* \bar{B} \rightarrow B \bar{B} \gamma$, в котором фотон испускается из B^* -мезона в конечном состоянии. Однако фотон может также излучаться с начальной электронной или позитронной линии – так называемое излучение в начальном состоянии (ISR). Два процесса, ISR и излучение в конечном состоянии (FSR) приводят к одному и тому же конечному состоянию $B \bar{B} \gamma$ и, в принципе, могут интерферировать.

Если интерференция между ISR и FSR мала, её влияние на наши результаты пренебрежимо, и развитый в данной работе формализм C -чётной примеси остаётся справедливым без изменений. Если же интерференция значительна, простая формула (15) перестанет выполняться и потребует модификации.

Поскольку пары $B \bar{B}$ в ISR и FSR имеют разную C -чётность, а все реакции обусловлены либо электромагнитными, либо сильными взаимодействиями, имеются основания считать, что эффект интерференции будет незначительным. Тем не менее данный вопрос требует дополнительного изучения, а количественная оценка этой интерференции выходит за рамки настоящей работы и остаётся предметом для будущего исследования.

7. Заключение. В данной работе мы проанализировали поправку к времязависимой CP -асимметрии, возникающую из-за C -чётной примеси в $B^0\bar{B}^0$ -паре. С помощью формализма двухчастичной волновой функции мы вывели выражения для CP -асимметрии в случаях чистого C -нечётного, чистого C -чётного и смешанного по C -чётности состояний. Ключевое качественное отличие C -чётного случая состоит в зависимости от $|\Delta t|$ вместо Δt , что приводит к неисчезающей асимметрии при $\Delta t = 0$ и асимметричному поведению относительно знака Δt .

Мы рассмотрели два физически различных сценария. Для $\Upsilon(5S)$ C -чётная примесь естественно велика ($\chi \simeq 0.4$), что делает этот эффект вкладом ведущего порядка в асимметрию. Однако большое энергосодержание в распадах $\Upsilon(5S)$ приводит к заметному углу разлёта B -мезонов в лабораторной системе отсчёта, что затрудняет восстановление Δt и ограничивает достижимую точность. Для $\Upsilon(4S)$ ситуация обратная: восстановление Δt не представляет труда, но C -чётная примесь на пике резонанса пренебрежимо мала ($\chi \sim 4 \cdot 10^{-9}$). Мы, однако, показали, что радиационная ширина демонстрирует чрезвычайно резкую зависимость от $\sqrt{s}$. Сдвиг $\sqrt{s}$ вверх примерно на 25 МэВ (1–2 ширины $\Upsilon(4S)$) усиливает бренчинг на несколько порядков, делая поправки ΔS^{mix} и ΔC^{mix} по порядку 10^{-4} – 10^{-3} . На этом уровне эффект должен явно учитываться при извлечении параметров треугольника унитарности. Все приведённые численные оценки относятся к золотой моде $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$.

Мы искренне благодарим А. Е. Бондаря и М. И. Высоцкого за рекомендации и плодотворные обсуждения. Мы также признательны П. Н. Пахлову, Т. В. Углову и М. И. Ясавееву за ценные обсуждения и идеи.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] W. Altmannshofer et al. [Belle II Collaboration], PTEP **2019**(12), 123C01 (2019). [Erratum: PTEP 2020, 029201 (2020)]. arXiv: 1808.10567, DOI: 10.1093/ptep/ptz106.
- [2] N. A. Panchenko, S. I. Godunov, JETP Lett. **123**(2), 67 (2026). arXiv: 2511.14384, DOI: 10.1134/S0021364025610231.
- [3] S. Navas et al. [Particle Data Group], Phys. Rev. D **110**(3), 030001 (2024). DOI: 10.1103/PhysRevD.110.030001.
- [4] I. Adachi et al. [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **108**, 171802 (2012). arXiv: 1201.4643, DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.171802.

- [5] Bernard Aubert et al. [BaBar Collaboration], Phys. Rev. Lett. **87**, 091801 (2001). arXiv: hep-ex/0107013, DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.091801.
- [6] A. E. Bondar, E. K. Karkaryan, A. A. Simovonian, M. I. Vysotsky, Eur. Phys. J. C **85**(11), 1297 (2025). arXiv: 2412.06535, DOI: 10.1140/epjc/s10052-025-15039-3.
- [7] P. Colangelo, G. Corcella, G. Nardulli, Phys. Rev. D **54**, 1212 (1996). arXiv: hep-ph/9510337, DOI: 10.1103/PhysRevD.54.1212.

Поступила в редакцию 15 июня 2026 г.

После доработки 22 июля 2026 г.

Принята к публикации 23 июля 2026 г.

Публикуется по рекомендации оргкомитета Московской Международной Школы Физики 2026 (MISP-2026).