

CP -асимметрия в распадах $\Upsilon(4S)$:
вклад $B\bar{B}$ в C -чётном состоянии

С. И. Годунов, Н. А. Панченко

по работе

[JETP Lett. 123 \(2026\) 2, 67-72](#)

Сессия-конференция СЯФ ОФН РАН
«Физика фундаментальных взаимодействий»

11 марта 2026

Извлечение относительной вероятности рождения $B_s \bar{B}_s$ по полулептонным распадам $B\bar{B}$ в $\Upsilon(5S)$

C -parity of $B\bar{B}$ pair	Decay modes			Branching notation
$B^0 \bar{B}^0$ among the final state particles				
C -odd state	$B^0 \bar{B}^0$ $B^{0*} \bar{B}^{0*} \pi^0$	$B^{0*} \bar{B}^{0*}$	$B^0 \bar{B}^0 \pi^0$	$(\epsilon_{00})^{\text{odd}}$
C -even state	$B^0 \bar{B}^{0*}$ $B^0 \bar{B}^{0*} \pi^0$	$B^{0*} \bar{B}^0$	$B^{0*} \bar{B}^0 \pi^0$	$(\epsilon_{00})^{\text{even}}$
	...			

Извлечение относительной вероятности рождения $B_s \bar{B}_s$ по полулептонным распадам $B\bar{B}$ в $\Upsilon(5S)$

C -parity of $B\bar{B}$ pair	Decay modes			Branching notation
$B^0 \bar{B}^0$ among the final state particles				
C -odd state	$B^0 \bar{B}^0$ $B^{0*} \bar{B}^{0*} \pi^0$	$B^{0*} \bar{B}^{0*}$	$B^0 \bar{B}^0 \pi^0$	$(\epsilon_{00})^{\text{odd}} \rightarrow 27\%$
C -even state	$B^0 \bar{B}^{0*}$ $B^0 \bar{B}^{0*} \pi^0$	$B^{0*} \bar{B}^0$	$B^{0*} \bar{B}^0 \pi^0$	$(\epsilon_{00})^{\text{even}} \rightarrow 11\%$
	...			

$$\chi = \frac{(\epsilon_{00})^{\text{even}}}{(\epsilon_{00})^{\text{odd}}} \approx 0.4!$$

Извлечение относительной вероятности рождения $B_s \bar{B}_s$ по полулептонным распадам $B\bar{B}$ в $\Upsilon(5S)$

C -parity of $B\bar{B}$ pair	Decay modes			Branching notation
$B^0 \bar{B}^0$ among the final state particles				
C -odd state	$B^0 \bar{B}^0$ $B^{0*} \bar{B}^{0*} \pi^0$	$B^{0*} \bar{B}^{0*}$	$B^0 \bar{B}^0 \pi^0$	$(\epsilon_{00})^{\text{odd}} \rightarrow 27\%$
C -even state	$B^0 \bar{B}^{0*}$ $B^0 \bar{B}^{0*} \pi^0$	$B^{0*} \bar{B}^0$	$B^{0*} \bar{B}^0 \pi^0$	$(\epsilon_{00})^{\text{even}} \rightarrow 11\%$
	...			

$$\chi = \frac{(\epsilon_{00})^{\text{even}}}{(\epsilon_{00})^{\text{odd}}} \approx 0.4!$$

Что будет с CP -асимметрией для B -мезонов в C -чётном состоянии?

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

где $B^0(t)$ ($\bar{B}^0(t)$) — волновая функция частицы, которая в момент времени $t = 0$ была B^0 (\bar{B}^0):

$$B^0(t) = e^{-i\frac{(M_H+M_L)t}{2} - \frac{\Gamma t}{2}} \left[\cos\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) B^0 + i\frac{q}{p} \sin\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) \bar{B}^0 \right],$$

$$\bar{B}^0(t) = e^{-i\frac{(M_H+M_L)t}{2} - \frac{\Gamma t}{2}} \left[i\frac{p}{q} \sin\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) B^0 + \cos\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) \bar{B}^0 \right].$$

Амплитуда распада $B_1 \rightarrow \ell\nu_\ell X$, $B_2 \rightarrow f$:

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

где

$$t \equiv \frac{t_2 + t_1}{2}, \quad \Delta t \equiv t_2 - t_1,$$

A_- — амплитуда $\bar{B}^0 \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell X$,
 A_f — для $B^0 \rightarrow f$, \bar{A}_f — для $\bar{B}^0 \rightarrow f$.

Число событий даётся интегралом по времени:

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

Число событий даётся интегралом по времени:

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

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

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

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

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

где

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

Волновая функция

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

Амплитуда распада в то же конечное состояние:

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

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

где $x = \frac{\Delta m}{\Gamma}$.

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

Чётное состояние возникает из-за испускания фотона, поэтому конечные состояния разные, а значит интерференция отсутствует:

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

где χ — величина примеси по отношению в C -нечётному состоянию.

Чётное состояние возникает из-за испускания фотона, поэтому конечные состояния разные, а значит интерференция отсутствует:

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

где χ — величина примеси по отношению в C -нечётному состоянию.

Для “золотой моды” $B^0 \rightarrow J/\psi K_{S(L)}$, в которой был измерен угол β треугольника унитарности коллаборациями Belle и BaBar, с хорошей точностью

$$|\lambda| = 1 \text{ и } \text{Im } \lambda = -\eta_f \sin 2\beta,$$

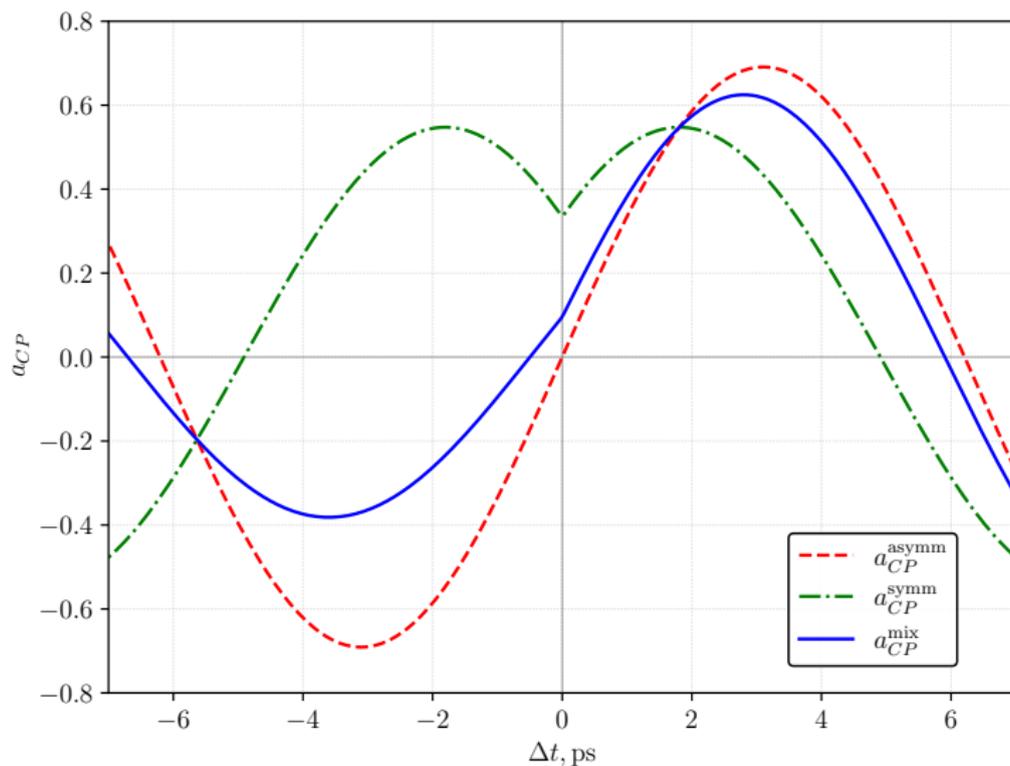
и для асимметрии получаем:

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

где $\eta_f = \pm 1$ ($\eta_S = -1$, $\eta_L = +1$) — CP -чётность конечного состояния f .

$$\text{Im } \lambda = \sin 2\beta,$$

$$\chi = 0.4$$



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

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

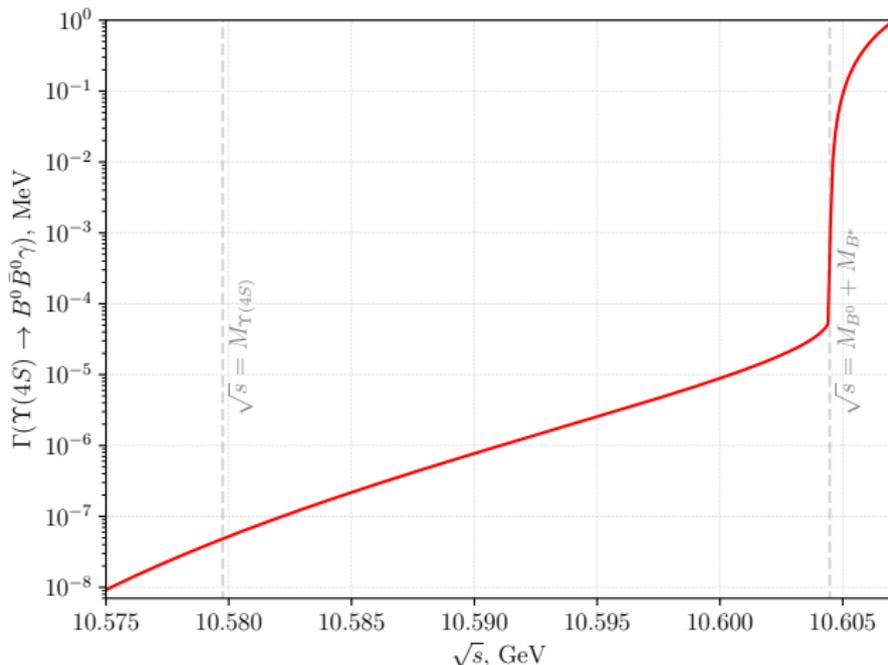
Массы и ширины в 1995 году $\Rightarrow \text{Br}(BB\gamma) \approx 3 \cdot 10^{-9}$

Массы и ширины в 2025 году $\Rightarrow \text{Br}(BB\gamma) \approx 2 \cdot 10^{-9}$

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

Массы и ширины в 1995 году $\Rightarrow \text{Br}(BB\gamma) \approx 3 \cdot 10^{-9}$

Массы и ширины в 2025 году $\Rightarrow \text{Br}(BB\gamma) \approx 2 \cdot 10^{-9}$



- Получено выражение для CP -асимметрии в распадах $B\bar{B}$ в C -чётном (симметричном) состоянии. Асимметрия содержит только $|\Delta t|$ и не зависит от порядка распадов.
- Вычислена поправка из-за нахождения $B\bar{B}$ в состоянии со смешанной чётностью. Абсолютная величина поправки не одинакова в областях $\Delta t < 0$ и $\Delta t > 0$.
- Относительная вероятность распада $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0\gamma$ очень чувствительна к энергии в системе центра масс. Над порогом $B\bar{B}^*$ может быть сравнима с вкладом пингвинных диаграмм.

- Получено выражение для CP -асимметрии в распадах $B\bar{B}$ в C -чётном (симметричном) состоянии. Асимметрия содержит только $|\Delta t|$ и не зависит от порядка распадов.
- Вычислена поправка из-за нахождения $B\bar{B}$ в состоянии со смешанной чётностью. Абсолютная величина поправки не одинакова в областях $\Delta t < 0$ и $\Delta t > 0$.
- Относительная вероятность распада $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0\gamma$ очень чувствительна к энергии в системе центра масс. Над порогом $B\bar{B}^*$ может быть сравнима с вкладом пингвинных диаграмм.

Спасибо за внимание!