ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ФИЗИКА ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

УДК 539.126.4

ПОИСК НОВОЙ ФИЗИКИ В РАСПАДАХ B $\to \phi$K

Д. С. Гаврилов[1,2], П. Н. Пахлов[1,2]

Присутствие вклада Новой физики в индуцированные петлевой диаграммой переходы $b \to s\bar{s}s$ может приводить к заметному отклонению параметра непрямого CP-нарушения в распадах $B^0 \to \phi K^0$ от предсказаний Стандартной модели. Кроме того, Новая физика может проявиться в возникновении заметного прямого CP-нарушения в распадах $B \to \phi K$, если не только слабая, но и сильная фазы Новой физики отличны от фаз Стандартной модели. В данной работе мы оцениваем точность ограничений на параметры Новой физики из последних результатов измерений CP-нарушения в распадах $B \to \phi K$.

Ключевые слова: Стандартная модель, пингвинные распады B-мезонов, CP-нарушение, Новая физика.

Введение. Пингвинные распады B-мезонов являются прекрасной лабораторией для проверки Стандартной модели (СМ) и поиска Новой физики (НФ), поскольку петлевые диаграммы могут содержать новые тяжелые частицы, оказывающие заметное влияние на амплитуды этих процессов [1]. Вклад НФ в изменение модуля амплитуды отдельной диаграммы и в вероятность соответствующего распада трудно идентифицировать из-за слабых предсказательных возможностей теории для вычисления вероятностей этих распадов в рамках СМ. Точность предсказаний ограничена неопределенностями, связанными с сильным взаимодействием. Однако предсказания картины CP-нарушения более однозначны для ряда конечных состояний. В СМ CP-нарушение определяется единственной неприводимой комплексной фазой в матрице Кабиббо–Кобаяши–Маскавы

[1] Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", 101000 Россия, Москва, ул. Мясницкая, 20.

[2] ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: d.gavrilov@lebedev.ru.

(СКМ), а значит, всевозможные различные эксперименты с CP-нарушением должны давать коррелированные результаты, которые к тому же нередко удается точно предсказать.

Распады, обусловленные $b \to s$ переходом, имеют относительную вероятность порядка 10^{-5} или меньше из-за подавления петлевых диаграмм [2]. В те же конечные состояния, как правило, могут давать вклад распады, проходящие за счет $b \to u$ перехода, подавленного малостью элемента матрицы СКМ [3, 4] $|V_{ub}|$, с подхватом $s\bar{s}$. В конечных состояниях, в которые приводят оба таких перехода, часто наблюдается прямое нарушение CP-симметрии, поскольку обе амплитуды одного порядка малости, а комплексные фазы, возникающие вследствие слабого взаимодействия (слабые фазы), определяются разными коэффициентами СКМ-матрицы. Кроме того, древесная и петлевая диаграммы имеют также разную лоренц-структуру токов, а, следовательно, фазы, обусловленные сильным взаимодействием (сильные фазы), у этих двух диаграмм также должны различаться (по крайней мере, можно утверждать, что их случайное совпадение маловероятно). Это приводит к значительному прямому CP-нарушению, что действительно наблюдалось, например, в распадах $B^0 \to K^+\pi^-$ [5], $B^0 \to K^*(892)^+\pi^-$ [6] и $B^+ \to \rho(770)^0 K^+$ [7]. Существуют десятки двухчастичных конечных состояний, в которых обе частицы являются основными состояниями псевдоскалярного или векторного мезонов, потенциально интересных для измерения углов треугольника унитарности.

В этой работе обсуждаются распады $B^{0,+} \to \phi K^{0,+}$, называемые "золотой модой" для поиска Новой физики. Их уникальность в том, что они протекают за счет петлевого перехода $b \to s\bar{s}s$ (рис. 1), а альтернативную диаграмму с другим СКМ-фактором предложить невозможно. В рамках СМ непрямое CP-нарушение в распаде $B^0 \to \phi K^0$-мезонов параметризуется тем же углом треугольника унитарности β, что и в древесных переходах $b \to c\bar{c}s$, а прямое CP-нарушение в этих модах ожидается сопоставимым с нулем, поскольку в СМ не существует альтернативной диаграммы с отличной слабой фазой. Прямое CP-нарушение из-за вклада всех трех кварков в петлю оценивается менее 1%. Значимое отклонение от этих ожиданий может сигнализировать о Новой физике. Относительная большая вероятность распада и узкий резонанс в конечном состоянии делают эти распады удобными для эффективного экспериментального восстановления.

Поэтому поиск НФ особенно интенсивно ведется в точном измерении параметров CP-нарушения именно для этих конечных состояний. Чувствительность к проявлениям Новой физики достигается только в том случае, если слабая фаза НФ отличается от

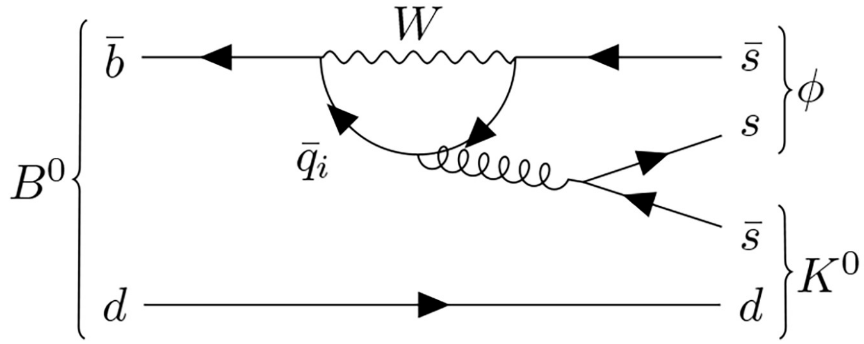

Рис. 1: *Диаграмма распада* $B^0 \to \phi K^0$.

таковой в СМ. Однако, даже если и разность слабых фаз, и амплитуда НФ большие, сильная фаза НФ, если она близка к сильной фазе СМ, может скрыть отклонения, вызванные Новой физикой. Мы рассмотрим, как незнание сильной фазы НФ приводит к невозможности строго ограничивать амплитуду НФ, значительно снижая эффективность ее поиска в CP-нарушении в "золотой моде" $B \to \phi K$.

Поиск Новой физики в распаде $\mathrm{B}^0 \to \phi \mathrm{K}^0_\mathrm{S}$. Параметр непрямого CP-нарушения в распаде $B^0 \to \phi K^0_S$, $S_{\phi K^0_S}$ экспериментально измеряется из зависящих от времени вероятностей распада $B^0(\bar{B})^0$ с тагированным ароматом в момент рождения. Параметры прямого CP-нарушения в распадах $B^{0,+} \to \phi K^{0,+}$, $A_{\phi K^0}$ и $A_{\phi K^+}$ измеряют с лучшей точностью, поскольку не требуется анализ временной зависимости, а в случае с B^+-мезоном самотагирование знаком его заряда во много раз более эффективно по сравнению с тагированием нейтрального B-мезона. В рамках СМ значения этих величин предсказаны теоретически с высокой точностью. Присутствие вкладов НФ в петлевые диаграммы со слабыми фазами, отличными от СМ, может изменить эти параметры. Таким образом, сравнивая измеренные величины с ожидаемыми, можно говорить о соответствии или несоответствии результатов эксперимента той или иной модели НФ. Похожий анализ проводился ранее (см., напр., [8]), сегодняшнее же состояние дел будет обозреваться в настоящей работе.

Получим формулы для наблюдаемых величин в распадах B^0 и $\bar{B}^0$ в CP-собственное состояние ϕK^0_S. Гамильтониан смешивания $B^0 - \bar{B}^0$ мезонов:

$$H = \mathbf{M} - \frac{i\mathbf{\Gamma}}{2} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} - \frac{i}{2} \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{21} & \Gamma_{11} \end{pmatrix}, \tag{1}$$

его собственные состояния могут быть записаны как суперпозиция состояний с определенным ароматом:

$$|B_1\rangle = p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle, \qquad |B_2\rangle = p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle, \tag{2}$$

где $\dfrac{q}{p} = \sqrt{\dfrac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}} \equiv \left(\dfrac{q}{p}\right)_B$.

Факторы $\left(\dfrac{q}{p}\right)_B$ и $\left(\dfrac{p}{q}\right)_K$ отвечают смешиванию нейтральных B и K мезонов и определяются как

$$\left(\frac{q}{p}\right)_B = \frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*}, \qquad \left(\frac{p}{q}\right)_K = \frac{V_{cs} V_{cd}^*}{V_{cs}^* V_{cd}}. \tag{3}$$

Асимметрия распадов записывается в виде

$$a_{\phi K_S^0}(t) = \frac{\Gamma(\bar{B}^0(t) \to \phi K_S^0) - \Gamma(B^0(t) \to \phi K_S^0)}{\Gamma(\bar{B}^0(t) \to \phi K_S^0) + \Gamma(B^0(t) \to \phi K_S^0)}. \tag{4}$$

Ширины распадов выражаются с помощью решения уравнения Шредингера с гамильтонианом (1):

$$\begin{aligned}
\Gamma(B^0(t) \to \phi K_S^0) &\sim e^{-\Gamma t} |A(B^0 \to \phi K^0)|^2 \left(1 - \frac{|\lambda_{\phi K_S^0}|^2 - 1}{|\lambda_{\phi K_S^0}|^2 + 1} \cos \Delta M t - \frac{2\mathrm{Im}\lambda_{\phi K_S^0}}{|\lambda_{\phi K_S^0}|^2 + 1} \sin(\Delta M t)\right), \\
\Gamma(\bar{B}^0(t) \to \phi K_S^0) &\sim e^{-\Gamma t} |\bar{A}(\bar{B}^0 \to \phi \bar{K}^0)|^2 \left(1 + \frac{|\lambda_{\phi K_S^0}|^2 - 1}{|\lambda_{\phi K_S^0}|^2 + 1} \cos \Delta M t + \frac{2\mathrm{Im}\lambda_{\phi K_S^0}}{|\lambda_{\phi K_S^0}|^2 + 1} \sin(\Delta M t)\right),
\end{aligned} \tag{5}$$

где был введен параметр

$$\lambda_{\phi K_S^0} \equiv \xi \cdot \left(\frac{q}{p}\right)_B \left(\frac{p}{q}\right)_K \frac{\bar{A}(\bar{B}^0 \to \phi \bar{K}^0)}{A(B^0 \to \phi K^0)}, \tag{6}$$

здесь $\xi = -1$ – CP-четность состояния ϕK_S^0. Очевидно, что с хорошей точностью $|\lambda_{\phi K_S^0}| = \left|\dfrac{\bar{A}(\bar{B}^0 \to \phi \bar{K}^0)}{A(B^0 \to \phi K^0)}\right|$.

Используя определение асимметрии (4) и выражения для ширины (5), зависящая от времени CP-асимметрия может быть записана в виде

$$a_{\phi K_S^0}(t) = S_{\phi K_S^0} \sin(\Delta m t) - C_{\phi K_S^0} \cos(\Delta m t), \tag{7}$$

где Δm – разность масс собственных состояний гамильтониана (1),

$$S_{\phi K_S^0} \equiv \frac{2\mathrm{Im}\lambda_{\phi K_S^0}}{1+|\lambda_{\phi K_S^0}|^2} \equiv \sin 2\beta_{\mathrm{eff}},$$
$$C_{\phi K_S^0} \equiv \frac{1-|\lambda_{\phi K_S^0}|^2}{1+|\lambda_{\phi K_S^0}|^2} \approx -A_{\phi K_S^0}. \tag{8}$$

Более подробный вывод можно найти в работе [9]. В СМ амплитуды процессов $\bar{A}(\bar{B}^0 \to \phi\bar{K}^0)$ и $A(B^0 \to \phi K^0)$ ожидаются одинаковыми, в результате $|\lambda_{\phi K_S^0}| = 1$, а величины $S_{\phi K_S^0}$ и $C_{\phi K_S^0}$ равны $\sin 2\beta$ и 0, соответственно.

Предположим присутствие в пингвинной петле некоторой дополнительной амплитуды Новой физики, задаваемой тремя параметрами: модулем амплитуды A_{NP}, сильной δ и слабой φ фазами. Тогда амплитуды распадов записываются в виде:

$$\begin{aligned} A(B^0 \to \phi K^0) &= A_{\mathrm{SM}} + A_{\mathrm{NP}} e^{i(\delta+\varphi)}, \\ \bar{A}(\bar{B}^0 \to \phi\bar{K}^0) &= A_{\mathrm{SM}} + A_{\mathrm{NP}} e^{i(\delta-\varphi)}. \end{aligned} \tag{9}$$

Определим параметры CP-нарушения $\sin 2\beta_{\mathrm{eff}}$ и $A_{\phi K_S^0}$ для таких амплитуд распада ($r \equiv A_{\mathrm{NP}}/A_{\mathrm{SM}}$):

$$\sin 2\beta_{\mathrm{eff}} = \mathrm{Im}\left[-e^{-2i\beta}\frac{\bar{A}(\bar{B}^0 \to \phi\bar{K}^0)}{A(B^0 \to \phi K^0)}\right] = \tag{10}$$

$$= \mathrm{Im}\left[-e^{-2i\beta}\frac{1+re^{i(\delta-\varphi)}}{1+re^{i(\delta+\varphi)}}\right] = \mathrm{Im}\left[-e^{-2i\beta}\frac{1+r^2e^{-2i\varphi}+2re^{-i\varphi}\cos\delta}{1+r^2+2r\cos(\delta+\varphi)}\right],$$

$$\sin 2\beta_{\mathrm{eff}} = \frac{1+r^2\cos 2\varphi + 2r\cos\varphi\cos\delta}{1+r^2+2r\cos(\delta+\varphi)}\sin 2\beta + \frac{r^2\sin 2\varphi + 2r\sin\varphi\cos\delta}{1+r^2+2r\cos(\delta+\varphi)}\cos 2\beta; \tag{11}$$

$$|\lambda_{\phi K_S^0}|^2 = \left|\frac{\bar{A}(\bar{B}^0 \to \phi\bar{K}^0)}{A(B^0 \to \phi K^0)}\right|^2 = \left|\frac{1+re^{i(\delta-\varphi)}}{1+re^{i(\delta+\varphi)}}\right|^2 = \frac{1+r^2+2r\cos(\delta-\varphi)}{1+r^2+2r\cos(\delta+\varphi)},$$
$$A_{\phi K_S^0} = \frac{2r[\cos(\delta-\varphi)-\cos(\delta+\varphi)]}{2+2r^2+2r[\cos(\delta-\varphi)+\cos(\delta+\varphi)]} = \frac{2r\sin\delta\sin\varphi}{1+r^2+2r\cos\delta\cos\varphi}.$$

Приведенные выше формулы для $\sin 2\beta_{\mathrm{eff}}$ и $A_{\phi K_S^0}$ описывают теоретическую зависимость этих величин от параметров Новой физики.

Среднемировые значения параметров CP-нарушения получены усреднением измерений Belle, Belle II и BaBar [2]: $\sin 2\beta_{\mathrm{eff}} = 0.58 \pm 0.12$, $A_{\phi K_S^0} = 0.09 \pm 0.12$. Следует отметить, что при усреднении в [2] результаты Belle [10] использованы частично. В этой работе допускается интерференция $\phi(1020)$ с другими резонансами, распадающимися в то же конечное состояние K^+K^-, что приводит к неоднозначности извлечения параметров $C_{\phi K_S^0}$ и $S_{\phi K_S^0}$. Кроме того, для сравнения с ожиданиями СМ мы используем значения $\sin 2\beta = 0.7155^{+0.0079}_{-0.0071}$, $\cos 2\beta > 0$ (CL > 95%) [11].

Основываясь на этих среднемировых значениях и их ошибках, можно построить разрешенные области для параметров НФ r и φ на уровне достоверности (УД) 90%, удовлетворяющие соотношению

$$\frac{|\sin 2\beta_{\text{eff}} - \sin 2\beta|^2}{(\sigma_{\sin 2\beta_{\text{eff}}})^2} + \frac{\left|A_{\phi K_S^0} - 0\right|^2}{(\sigma_{A_{\phi K_S^0}})^2} < n^2, \tag{12}$$

где $n \approx 1.65$ отвечает УД, равному 90%, $\sigma_{\sin 2\beta_{\text{eff}}} = 0.12$, $\sigma_{A_{\phi K_S^0}} = 0.12$. Исключенные области (белого цвета) показаны на рис. 2.

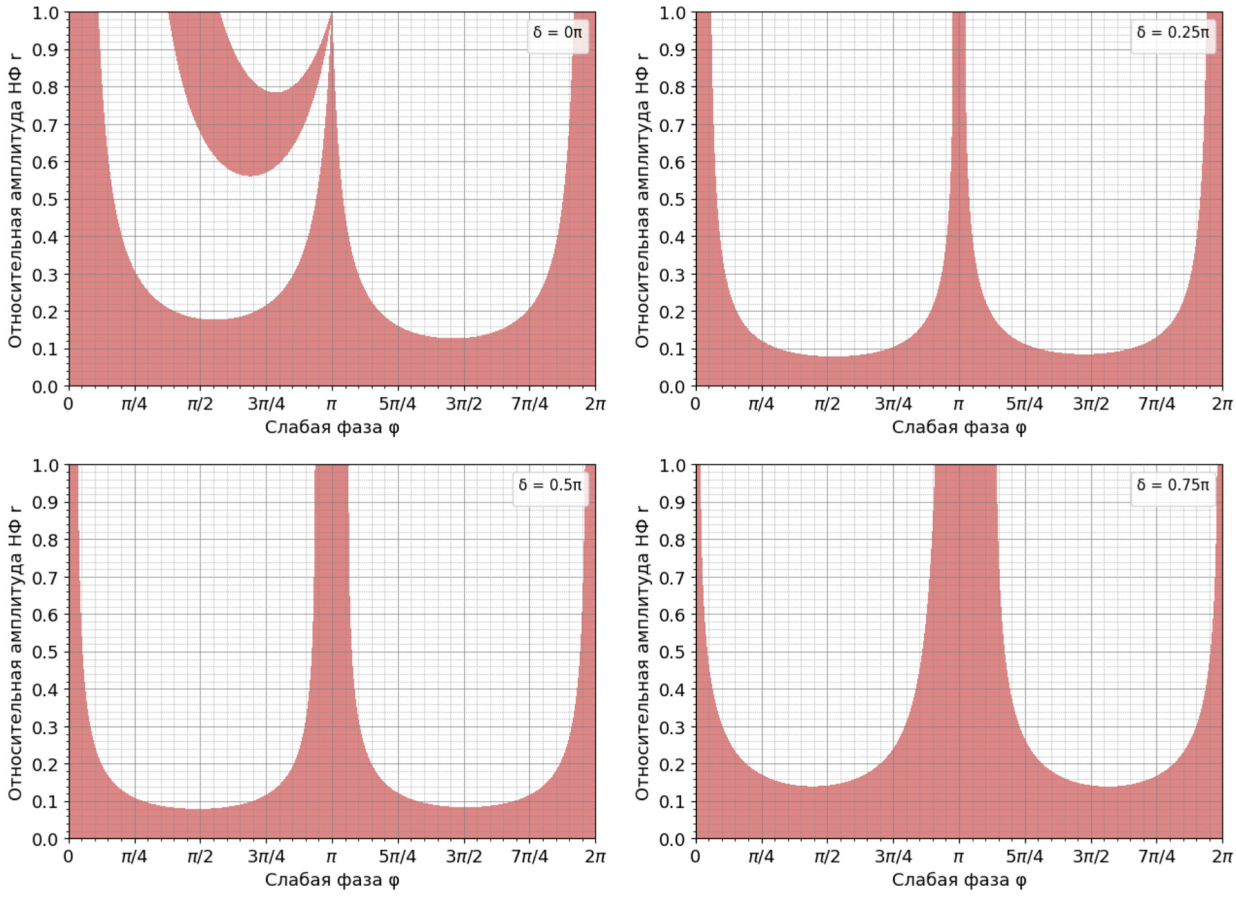

Рис. 2: *Запрещенные области $r \equiv A_{\text{NP}}/A_{\text{SM}}$ от φ при разных значениях сильной фазы δ (показаны белым).*

Если же построить область значений амплитуды и слабой фазы НФ, не исключенных при любом значении сильной фазы, мы получим картину, демонстрирующую, что полученные ограничения на НФ из $B^0 \to \phi K_S^0$ запрещают очень малую область амплитуд и фаз (рис. 3).

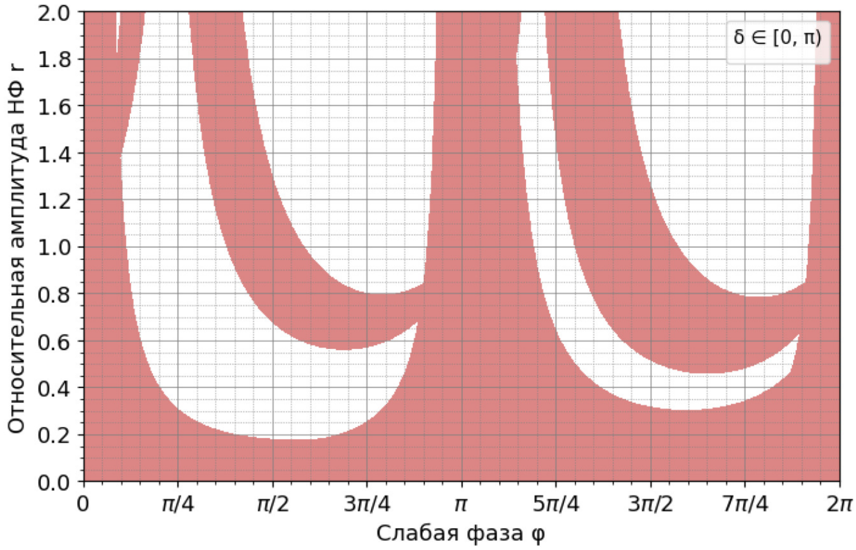

Рис. 3: *Запрещенная область, допускающая любое значение сильной фазы НФ δ (показана белым).*

Таким образом, ввиду отсутствия ограничений на сильную фазу, канал распада $B^0 \to \phi K_S^0$ оказывается недостаточно эффективным для ограничения параметров Новой физики.

Поиск Новой физики в распаде $\mathrm{B}^+ \to \phi K^+$. "Золотая мода" $B^0 \to \phi K_S^0$ имеет изоспиново-сопряженный канал $B^+ \to \phi K^+$. С точностью до нарушения изоспиновой симметрии (порядка 1%) в распаде $B^+ \to \phi K^+$ можно ожидать ту же величину A_{CP}, что и в $B^0 \to \phi K_S^0$. На настоящий момент измеренное значение A_{CP} в канале $B^+ \to \phi K^+$ составляет [2]

$$A_{CP}(B^+ \to \phi K^+) = 0.017 \pm 0.017. \qquad (13)$$

Усредненное значение прямого CP-нарушения сопоставимо с нулем. Мы воспользуемся этим результатом для оценки, насколько сегодняшняя точность позволяет ограничить параметры НФ. Для оценки чувствительности используем формулу, аналогичную (12):

$$\frac{|A_{\phi K^+} - 0|^2}{(\sigma_{A_{\phi K^+}})^2} < n^2, \qquad (14)$$

где $A_{\phi K^+} = A_{\phi K_S^0}$, $\sigma_{A_{\phi K^+}} = 0.017$. Результаты показаны на рис. 4.

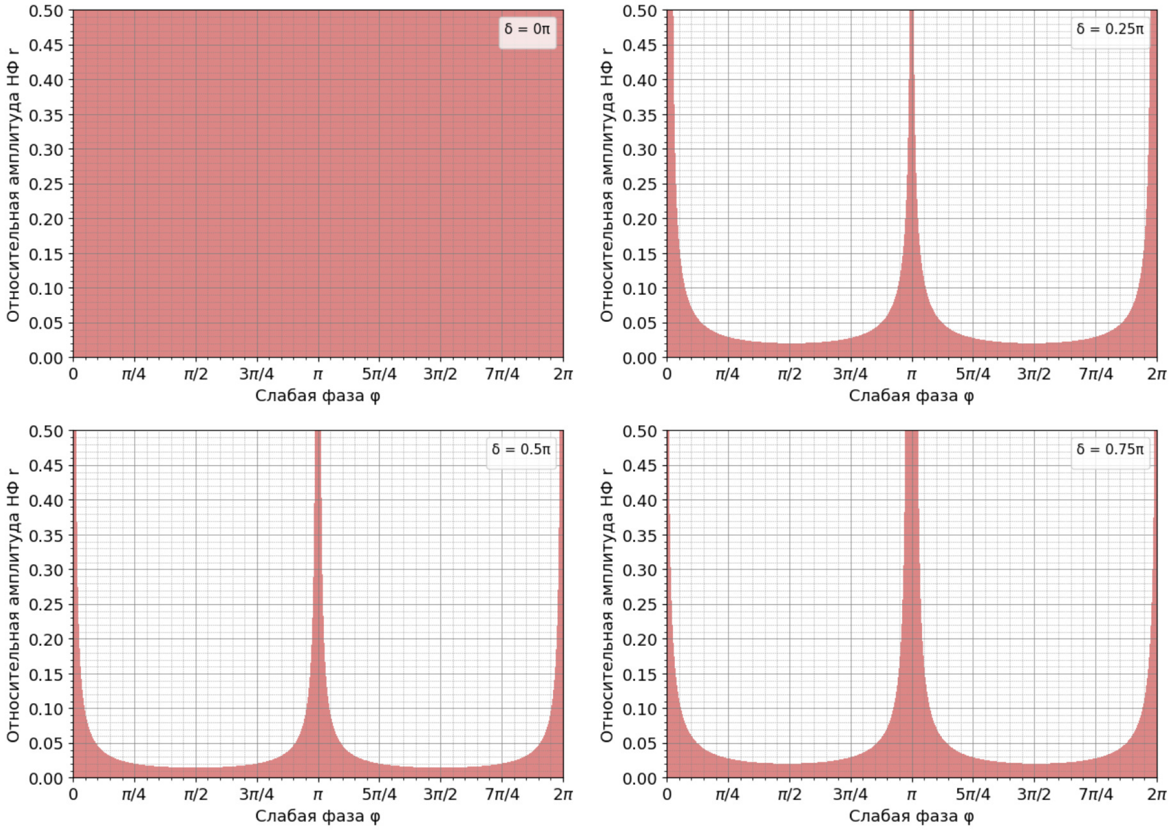

Рис. 4: *Запрещенные области $r \equiv A_{\mathrm{NP}}/A_{\mathrm{SM}}$ от φ при разных значениях сильной фазы δ (показаны белым). Используется только прямое CP-нарушение в $B^+ \to \phi K^+$.*

Из рис. 4 следует, что измерение прямого CP-нарушения в распаде $B^+ \to \phi K^+$ имеет лучшую чувствительность к амплитудам НФ, но только если и слабая, и сильная фазы НФ отличны от таковых в СМ.

Заключение. Как видно из проведенного исследования, "золотая мода" действительно обладает потенциалом обнаружения Новой физики в определенном пространстве ее параметров. В случае обнаружения отклонений от СМ уже достигнутая точность при благоприятном отличии фаз НФ и СМ позволила бы выявить НФ на уровне амплитуд, составляющих 10% от петлевой амплитуды СМ, а значит тестировать массы новых частиц на шкале $\mathcal{O}(1\,TeV)$, сравнимой с прямыми поисками на LHC. Предстоящие измерения в экспериментах LHCb и Belle II в ближайшие годы почти на порядок улучшат точности измерений параметров непрямого и прямого CP-нарушения в распадах $B \to \phi K$ и окажутся более чувствительными к НФ по сравнению с прямыми поисками на LHC.

Однако в случае отсутствия наблюдаемого значимого отклонения параметров CP-нарушения от предсказаний СМ невозможно ограничить амплитуду и другие параметры НФ. Необходимо найти такой распад, в котором сильная фаза менялась бы для амплитуды СМ, например, из-за присутствия резонанса, в амплитуду которого входит комплексная фаза Брейта–Вигнера, как на диаграмме Арганда.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 25-12-00160).

ЛИТЕРАТУРА

[1] Junji Hisano, Yasuhiro Shimizu, Physics Letters B **565**, 183 (2003). https://doi.org/10.1016/S0370-2693(03)00638-5.

[2] S. Navas (on behalf of Particle Data Group), Phys. Rev. D **110**(3), 030001 (2024). DOI: 10.1103/PhysRevD.110.030001.

[3] Nicola Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**(12), 531 (1963). DOI: 10.1103/PhysRevLett.10.531.

[4] Makoto Kobayashi, Toshihide Maskawa, Progress of Theoretical Physics **49**(2), 652 (1973). DOI: 10.1143/PTP.49.652.

[5] R. Aaij (on behalf of LHCb Collaboration), JHEP **03**, 075 (2021). DOI: 10.1007/JHEP03(2021)075.

[6] R. Aaij (on behalf of LHCb Collaboration), Phys. Rev. Lett. **120**(26), 261801 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.261801.

[7] R. Aaij (on behalf of LHCb Collaboration), Phys. Rev. D **108**(1), 012013 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevD.108.012013.

[8] Cheng-Wei Chiang, Jonathan L. Rosner, Phys. Rev. D **68**(1), 014007 (2003). DOI: 10.1103/PhysRevD.68.014007.

[9] А. Е. Бондарь, П. Н. Пахлов, А. О. Полуэктов, Успехи физических наук **177**(7), 697 (2007). DOI: 10.1070/PU2007v050n07ABEH006307.

[10] J. Charles (on behalf of CKMfitter Group), Eur. Phys. J **C41**, 1 (2005). DOI: https://doi.org/10.1140/epjc/s2005-02169-1.

[11] Y. Nakahama (on behalf of Belle Collaboration), Phys. Rev. D **82**, 073011 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevD.82.073011.

Поступила в редакцию 11 сентября 2025 г.

После доработки 24 ноября 2025 г.

Принята к публикации 3 декабря 2025 г.