

В.А. КОВАЛЬЧУК,¹ О.Ю. КОРЧИН^{1,2}

¹ Національний Науковий Центр "Харківський фізико-технічний інститут", НАН України
(Вул. Академічна, 1, Харків 61108; e-mail: koval@kipt.kharkov.ua)

² Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна
(Пл. Свободи, 4, Харків 61022; e-mail: korchin@kipt.kharkov.ua)

ВНЕСКИ ВЕКТОРНИХ РЕЗОНАНСІВ У CP -АСИМЕТРІЮ РОЗПАДУ НЕЙТРАЛЬНОГО \bar{B} -МЕЗОНА НА МЮОН-АНТИМЮОННУ ПАРУ ТА НЕЙТРАЛЬНИЙ \bar{K}^* -МЕЗОН

УДК 539.12

Обчислено внески від процесів $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0}(\rightarrow K^-\pi^+)V$ з векторними мезонами $V = \rho(770), \omega(782), \phi(1020), J/\psi, \psi(2S), \dots$, які розпадаються на $\mu^+\mu^-$ пару у CP -асиметрію розпаду $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0}(\rightarrow K^-\pi^+)\mu^+\mu^-$, індукованого нейтральним струмом, який змінює аромат мезонів. При цьому для опису переходу $b \rightarrow s\mu^+\mu^-$ використовується найбільш загальна форма ефективного гамільтоніана слабкої взаємодії. Зроблено передбачення для CP -асиметрії розпаду $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0}(\rightarrow K^-\pi^+)\mu^+\mu^-$ для стандартної моделі, а також для двох сценаріїв моделі нової фізики. Ці результати порівнюються з експериментальними даними колаборації LHCb.

Ключові слова: B -мезони, CP -симетрія, векторні мезони, розпад, вектор-мезон домінантність.

1. Вступ

Дослідження нейтральних струмів з зміною ароматів (НСЗА) кварків у переходах $b \rightarrow s$ та $b \rightarrow d$ становлять важливий тест для стандартної моделі (СМ) та можливих її розширень (див., наприклад, [1]). Серед процесів розпаду, зумовлених НСЗА, перехід $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$ ($\ell = e, \mu$) викликає значний інтерес. У межах СМ цей перехід виникає завдяки однепетлевым та ящикоподібним електрослабким діаграмам, з урахуванням квантовохромодинамічних (КХД) внесків, коли віртуальні фотон, Z -бозон та W^+W^- -пара перетворюються у лептон-антилептонну пару. Структура амплітуди процесу $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$ чутлива до розширень СМ, як у калібровочному, так у ферміонному і хігсівському секторах теорії. З цих причин процесам $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, $B \rightarrow K\ell^+\ell^-$ та $B \rightarrow K^*\ell^+\ell^-$ приділяється значна увага, експериментальне та теоретичне дослідження їх може привести до спостереження сигналів нової фізики (НФ) за межами СМ [1]. Так, прояви ефектів НФ у розпаді $B \rightarrow K^*(\rightarrow K\pi)\ell^+\ell^-$ обговорювалися багатьма авторами (див., наприклад, [2–35]).

У цій роботі вивчається CP -асиметрія процесу розпаду $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0}\mu^+\mu^-$ при найбільш загально-

му вигляді ефективного гамільтоніана слабкої взаємодії переходу $b \rightarrow s\mu^+\mu^-$. Нагадаємо, що у межах СМ CP -асиметрія цього розпаду, який індукований процесом $b \rightarrow s\mu^+\mu^-$, передбачається на рівні 10^{-3} [12, 13]. Тому спостереження значної величини CP -асиметрії цього розпаду буде свідчити про виявлення сигналів НФ.

Загалом амплітуда процесу розпаду $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} + \mu^+\mu^-$ складається з внесків від малих (МВ) та великих відстаней (ВВ). Перші виражаються у членах коефіцієнтів Вільсона C_i , обчислених у межах теорії збурень КХД до відповідного порядку по $\alpha_s(\mu)$. Вони несуть інформацію про процеси, які відбуваються на енергетичних масштабах $\sim m_W, m_t$ (тут $\alpha_s(\mu)$ – ефективна константа взаємодії КХД на масштабі μ). На масштабах порядку маси b -кварка m_b їх значення встановлюють за допомогою методів ренормалізаційної групи.

Ефекти ВВ, які описують процеси адронізації, виражаються через матричні елементи операторів переходів $b \rightarrow s$ між початковим B і кінцевим K^* станом. Звичайно, їх записують у вигляді перехідних формфакторів [36, 37]. Поряд з ними існують також інші внески від ВВ, які виникають завдяки процесам розпаду $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0}V \rightarrow \bar{K}^{*0}\mu^+\mu^-$ де $V = \rho(770), \omega(782), \phi(1020), J/\psi, \psi(2S)\dots$ -векторні мезони [38, 39].

У цій роботі ми обчислили CP -асиметрію процесу розпаду $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} \mu^+ \mu^-$ враховуючи те, що внески від МВ в амплітуду цього розпаду описуються найбільш загальною формою ефективного гамільтоніана слабкої взаємодії, а ефекти ВВ враховувались завдяки включенням внесків від векторних $\rho(770)$, $\omega(782)$, $\phi(1020)$, J/ψ , $\psi(2S)$ мезонів у розпад $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} (\rightarrow K^- \pi^+) \mu^+ \mu^-$. Інформація про амплітуди процесу $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} V$, де $V = \rho(770)$, $\omega(782)$, $\phi(1020)$, J/ψ , $\psi(2S)$ взята з експериментальних даних, якщо вони існують, а якщо ні, тоді з теоретичних передбачень.

2. CP -асиметрія

та амплітуди розпаду $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} \mu^+ \mu^-$

2.1. Диференціальна ймовірність розпаду

Диференціальну ймовірність розпаду $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} + \mu^+ \mu^-$ можна записати як

$$\frac{d\Gamma}{dq^2} = \frac{1}{2} (3J_{1s} - J_{2s}) + \frac{1}{4} (3J_{1c} - J_{2c}), \quad (1)$$

де q^2 – це квадрат інваріантної маси пари мюонів, а функції J_{1s} , J_{1c} , J_{2s} , J_{2c} визначаються такими формулами:

$$\begin{aligned} J_{1s} &= \frac{2 + \beta_\mu^2}{4} (|A_{\parallel L}|^2 + |A_{\perp L}|^2 + |A_{\parallel R}|^2 + |A_{\perp R}|^2) + \beta_\mu^2 (|A_{t\parallel}^L + A_{0\perp}^L|^2 + |A_{t\perp}^L + A_{0\parallel}^L|^2 + |A_{t\parallel}^R - A_{0\perp}^R|^2 + |A_{t\perp}^R - A_{0\parallel}^R|^2) + \frac{4m_\mu^2}{q^2} \text{Re}(A_{\parallel L} \times \\ &\times A_{\parallel R}^* + A_{\perp L} A_{\perp R}^*) + \frac{8m_\mu^2}{q^2} (|A_{t\parallel}^L + A_{0\perp}^L + A_{t\parallel}^R - A_{0\perp}^R|^2 + |A_{t\perp}^L + A_{0\parallel}^L + A_{t\perp}^R - A_{0\parallel}^R|^2) + \frac{4m_\mu}{\sqrt{q^2}} \times \\ &\times \text{Im}((A_{\parallel L} + A_{\parallel R})(A_{t\parallel}^L + A_{0\perp}^L + A_{t\parallel}^R - A_{0\perp}^R)^* + (A_{\perp L} + A_{\perp R})(A_{t\perp}^L + A_{0\parallel}^L + A_{t\perp}^R - A_{0\parallel}^R)^*), \\ J_{1c} &= |A_{0L}|^2 + |A_{0R}|^2 + (1 + \beta_\mu^2) (|A_S^L|^2 + |A_S^R|^2) + 4\beta_\mu^2 (|A_{t0}^L - A_{\parallel\perp}^L|^2 + |A_{t0}^R + A_{\parallel\perp}^R|^2) + \\ &+ \frac{4m_\mu^2}{q^2} (|A_t|^2 + 2\text{Re}(A_{0L} A_{0R}^* - A_S^L A_S^{R*}) + 4|A_{t0}^L - A_{\parallel\perp}^L + A_{t0}^R + A_{\parallel\perp}^R|^2) + \frac{4m_\mu}{\sqrt{q^2}} (\text{Re}(A_S^R - A_S^L) A_t^* + \\ &+ 2\text{Im}(A_{0L} + A_{0R})(A_{t0}^L - A_{\parallel\perp}^L + A_{t0}^R + A_{\parallel\perp}^R)^*), \end{aligned}$$

ISSN 0372-400X. Укр. фіз. журн. 2014. Т. 59, № 9

$$\begin{aligned} J_{2s} &= \frac{\beta_\mu^2}{4} (|A_{\parallel L}|^2 + |A_{\perp L}|^2 + |A_{\parallel R}|^2 + |A_{\perp R}|^2 - 4(|A_{t\parallel}^L + A_{0\perp}^L|^2 + |A_{t\perp}^L + A_{0\parallel}^L|^2 + |A_{t\parallel}^R - A_{0\perp}^R|^2 + |A_{t\perp}^R - A_{0\parallel}^R|^2)), \\ J_{2c} &= -\beta_\mu^2 (|A_{0L}|^2 + |A_{0R}|^2 - 4(|A_{t0}^L - A_{\parallel\perp}^L|^2 + |A_{t0}^R + A_{\parallel\perp}^R|^2)), \end{aligned}$$

де $\beta_\mu \equiv \sqrt{1 - 4m_\mu^2/q^2}$ та m_μ – маса мюона. Функції J_{1s} , J_{1c} , J_{2s} , J_{2c} залежать від амплітуд розпаду $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} \mu^+ \mu^-$, а саме: $A_{0L(R)}$, $A_{\parallel L(R)}$, $A_{\perp L(R)}$, A_t , $A_S^{L(R)}$, $A_{t0}^{L(R)}$, $A_{t\parallel}^{L(R)}$, $A_{t\perp}^{L(R)}$, $A_{0\parallel}^{L(R)}$, $A_{0\perp}^{L(R)}$ та $A_{\parallel\perp}^{L(R)}$. Явні вирази останніх залежать від ефективного гамільтоніана слабкої взаємодії процесу переходу $b \rightarrow s \mu^+ \mu^-$. У найбільш загальному випадку цей гамільтоніан може залежати від скалярних, псевдоскалярних, векторних, аксіально векторних та тензорних операторів переходу $b \rightarrow s \mu^+ \mu^-$. У цьому випадку нерезонансні амплітуди розпаду $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} \mu^+ \mu^-$ у межах наївної факторизації мають вигляд:

$$\begin{aligned} A_S^{L(R)} &= -N((C_S - C'_S) \mp (C_P - C'_P)) \sqrt{\lambda} A_0(q^2), \\ A_t &= -2N \sqrt{\frac{\lambda}{q^2}} (C_{10}^{\text{eff}} - C'_{10}{}^{\text{eff}}) A_0(q^2), \\ A_{0L(R)}^{\text{NR}} &= -N \frac{C_0(q^2)}{2m_{K^*} \sqrt{q^2}} (C_9^{\text{eff}} - C_9{}^{\text{eff}} \mp (C_{10}^{\text{eff}} - C'_{10}{}^{\text{eff}}) + 2\bar{m}_b \kappa_0(q^2)(C_7^{\text{eff}} - C_7{}^{\text{eff}})), \\ A_{\parallel L(R)}^{\text{NR}} &= N\sqrt{2} C_{\parallel}(q^2) (C_9^{\text{eff}} - C_9{}^{\text{eff}} \mp (C_{10}^{\text{eff}} - C'_{10}{}^{\text{eff}}) + 2\frac{\bar{m}_b}{q^2} \kappa_{\parallel}(q^2)(C_7^{\text{eff}} - C_7{}^{\text{eff}})), \\ A_{\perp L(R)}^{\text{NR}} &= -N\sqrt{2\lambda} C_{\perp}(q^2) (C_9^{\text{eff}} + C_9{}^{\text{eff}} \mp (C_{10}^{\text{eff}} + C'_{10}{}^{\text{eff}}) + 2\frac{\bar{m}_b}{q^2} \kappa_{\perp}(q^2)(C_7^{\text{eff}} + C_7{}^{\text{eff}})), \\ A_{t0}^{L(R)} &= \frac{iN}{2m_{K^*}} (C_T - C'_T \mp (C_{T5} - C'_{T5})) ((m_B^2 - q^2 + 3m_{K^*}^2) T_2(q^2) - \frac{\lambda}{m_B^2 - m_{K^*}^2} T_3(q^2)), \\ A_{t\parallel}^{L(R)} &= -iN(C_T - C'_T \mp (C_{T5} - C'_{T5})) \times (m_B^2 - m_{K^*}^2) \sqrt{\frac{2}{q^2}} T_2(q^2), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A_{t\perp}^{L(R)} &= iN(C_T + C'_T \mp (C_{T5} + C'_{T5}))\sqrt{\frac{2\lambda}{q^2}}T_1(q^2), \\
 A_{0\parallel}^{L(R)} &= -iN(C_T - C'_T \mp (C_{T5} - C'_{T5}))\sqrt{\frac{2\lambda}{q^2}}T_1(q^2), \\
 A_{0\perp}^{L(R)} &= iN(C_T + C'_T \mp (C_{T5} + C'_{T5}))\times \\
 &\times (m_B^2 - m_{K^*}^2)\sqrt{\frac{2}{q^2}}T_2(q^2), \\
 A_{\parallel\perp}^{L(R)} &= \frac{iN}{2m_{K^*}}\left(C_T + C'_T \mp (C_{T5} + C'_{T5})\right)\left((m_B^2 - \right. \\
 &\left. - q^2 + 3m_{K^*}^2)T_2(q^2) - \frac{\lambda}{m_B^2 - m_{K^*}^2}T_3(q^2)\right).
 \end{aligned}$$

Тут \bar{m}_b – ефективна $\overline{\text{MS}}$ -маса b -кварка на масштабі μ_b . $C_S, C'_S, C_P, C'_P, C_7^{\text{eff}}, C_7'^{\text{eff}}, C_9^{\text{eff}}, C_9'^{\text{eff}}, C_{10}^{\text{eff}}, C_{10}'^{\text{eff}}, C_T, C'_T, C_{T5}$ та C'_{T5} – це коефіцієнти Вільсона найбільш загальної форми ефективного гамільтоніана слабкої взаємодії процесу переходу $b \rightarrow s \mu^+ \mu^-$ на масштабі μ_b . Відзначимо, що завдяки тотожності $\sigma_{\mu\nu}\gamma_5 \equiv -\frac{i}{2}\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\sigma^{\alpha\beta}$ ($\epsilon_{0123} = 1$), внесок від тензорних операторів в амплітуди розпаду фактично залежить від двох коефіцієнтів, а саме: \tilde{C}_T та \tilde{C}_{T5} , які пов'язані з коефіцієнтами C_T, C'_T, C_{T5} та C'_{T5} співвідношеннями

$$\begin{aligned}
 \tilde{C}_T &= \frac{1}{2}(C_T + C'_T + C_{T5} - C'_{T5}), \\
 \tilde{C}_{T5} &= \frac{1}{2}(-C_T + C'_T - C_{T5} - C'_{T5}).
 \end{aligned}$$

У межах СМ ці коефіцієнти набувають певні значення, а саме: $C_S, C'_S, C_P, C'_P, C_T, C'_T, C_{T5}, C'_{T5}, C_9^{\text{eff}}$ та C_{10}^{eff} дорівнюють нулю, а $C_7^{\text{eff}}, C_7'^{\text{eff}}, C_9^{\text{eff}}$ та C_{10}^{eff} у наближенні наступному за наступним до головного порядку (ННГП) на масштабі $\mu_b = 4,8$ ГеВ [18] є

$$\begin{aligned}
 C_7^{\text{eff}} &= -0,2923, \quad \bar{m}_b C_7^{\text{eff}} = \bar{m}_s C_7^{\text{eff}}, \\
 C_9^{\text{eff}} &= 4,0749 + Y(q^2), \quad C_{10}^{\text{eff}} = -4,3085,
 \end{aligned}$$

Таблиця 1. Значення параметрів, за яких виконуються обчислення спостережуваних [42]

$V_{tb}V_{ts}^* = (-4,04 + i0,07) \cdot 10^{-2}$	$\mu_b = 4,8$ ГеВ
$V_{ub}V_{us}^* = (2,8 - i7,4) \cdot 10^{-4}$	$\alpha_{\text{em}}(\mu_b) = 1/133$
$G_F = 1,166378 \cdot 10^{-5}$ ГеВ ⁻²	$m_\mu = 0,105658$ ГеВ
$m_c = 1,67$ ГеВ	$m_B = 5,27958$ ГеВ
$\bar{m}_b(\mu_b) = 4,08$ ГеВ	$\tau_B = 1,519$ пс
$m_b = 4,78$ ГеВ	$m_{K^*} = 0,89594$ ГеВ

де \bar{m}_s – ефективна $\overline{\text{MS}}$ -маса s -кварка на масштабі $\mu_b = 4,8$ ГеВ та

$$\begin{aligned}
 Y(q^2) &= h(q^2, m_c)\left(\frac{4}{3}C_1 + C_2 + 6C_3 + 60C_5\right) - \\
 &- \frac{1}{2}h(q^2, m_b)\left(7C_3 + \frac{4}{3}C_4 + 76C_5 + \frac{64}{3}C_6\right) - \\
 &- \frac{1}{2}h(q^2, 0)\left(C_3 + \frac{4}{3}C_4 + 16C_5 + \frac{64}{3}C_6\right) - \\
 &- \frac{V_{ub}V_{us}^*}{V_{tb}V_{ts}^*}\left(\frac{4}{3}C_1 + C_2\right)\left(h(q^2, 0) - h(q^2, m_c)\right) + \\
 &+ \frac{4}{3}C_3 + \frac{64}{9}C_5 + \frac{64}{27}C_6,
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 h(q^2, m_q) &= -\frac{4}{9}\left(\ln \frac{m_q^2}{\mu_b^2} - \frac{2}{3} - z\right) - \\
 &- \frac{4}{9}(2+z)\sqrt{|z-1|} \begin{cases} \arctan \frac{1}{\sqrt{z-1}}, & z > 1, \\ \ln \frac{1+\sqrt{1-z}}{\sqrt{z}} - \frac{i\pi}{2}, & z \leq 1, \end{cases} \\
 h(q^2, 0) &= -\frac{4}{9}\ln \frac{q^2}{\mu_b^2} + \frac{8}{27} + i\frac{4\pi}{9}.
 \end{aligned}$$

Тут V_{ij} – елементи матриці Кабіббо–Кобаяши–Маскави (ККМ) [40, 41], $z = 4m_q^2/q^2$ та m_c і m_b – полюсні маси c - і b -кварків, відповідно. У СМ у ННГП наближенні на масштабі $\mu_b = 4,8$ ГеВ коефіцієнти Вільсона C_1 – C_6 [18] є:

$$\begin{aligned}
 C_1 &= -0,2632, \quad C_2 = 1,0111, \quad C_3 = -0,0055, \\
 C_4 &= -0,0806, \quad C_5 = 0,0004, \quad C_6 = 0,0009.
 \end{aligned}$$

Крім того, $\lambda \equiv (m_B^2 - q^2)^2 - 2(m_B^2 + q^2)m_{K^*}^2 + m_{K^*}^4$, де m_{K^*} – маса векторного K^{*0} -мезона та m_B – маса B_d^0 -мезона і

$$N = V_{tb}V_{ts}^* \frac{G_F \alpha_{\text{em}}}{32\pi^2 \sqrt{3}\pi} \sqrt{\beta_\mu \frac{q^2 \sqrt{\lambda}}{m_B^3}},$$

де G_F – константа Фермі, α_{em} – ефективна інтенсивність електромагнітної взаємодії на масштабі μ_b . Параметри моделі наведені у табл. 1. $A_0(q^2), A_1(q^2), A_2(q^2), V(q^2), T_1(q^2), T_2(q^2), T_3(q^2)$ – перехідні формфактори $B \rightarrow K^*$ та

$$\begin{aligned}
 C_0(q^2) &= (m_B^2 - q^2 - m_{K^*}^2)(m_B + m_{K^*})A_1(q^2) - \\
 &- \lambda \frac{A_2(q^2)}{m_B + m_{K^*}},
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
C_{\parallel}(q^2) &= (m_B + m_{K^*})A_1(q^2), \\
C_{\perp}(q^2) &= \frac{V(q^2)}{m_B + m_{K^*}}, \\
\kappa_0(q^2) &= C_0^{-1}(q^2) \left((m_B^2 - q^2 + 3m_{K^*}^2)T_2(q^2) - \right. \\
&\quad \left. - \lambda \frac{T_3(q^2)}{m_B^2 - m_{K^*}^2} \right), \\
\kappa_{\parallel}(q^2) &= (m_B - m_{K^*}) \frac{T_2(q^2)}{A_1(q^2)}, \\
\kappa_{\perp}(q^2) &= (m_B + m_{K^*}) \frac{T_1(q^2)}{V(q^2)}.
\end{aligned}$$

При численному обчисленні CP -асиметрії розпаду $B_d^0 \rightarrow K^{*0}\mu^+\mu^-$, використовувалися перехідні формфактори [43].

Диференціальна імовірність CP -спряженого процесу розпаду $B_d^0 \rightarrow K^{*0}(\rightarrow K^+\pi^-)\mu^+\mu^-$ має такий вигляд:

$$\frac{d\bar{\Gamma}}{dq^2} = \frac{1}{2} (3\bar{J}_{1s} - \bar{J}_{2s}) + \frac{1}{4} (3\bar{J}_{1c} - \bar{J}_{2c}),$$

а функції \bar{J}_i дорівнюють J_i з заміною усіх значень фаз слабкої взаємодії на протилежні значення. Для дослідження порушення CP -інваріантності у розпаді $B_d^0 \rightarrow K^{*0}\mu^+\mu^-$ доцільно виміряти CP -асиметрію:

$$A_{CP} = \left(\frac{d\Gamma}{dq^2} - \frac{d\bar{\Gamma}}{dq^2} \right) / \left(\frac{d\Gamma}{dq^2} + \frac{d\bar{\Gamma}}{dq^2} \right),$$

або q^2 -інтегровану величину

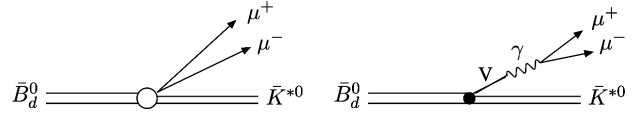
$$\langle A_{CP} \rangle = \left\langle \frac{d\Gamma}{dq^2} - \frac{d\bar{\Gamma}}{dq^2} \right\rangle / \left\langle \frac{d\Gamma}{dq^2} + \frac{d\bar{\Gamma}}{dq^2} \right\rangle,$$

де

$$\langle J \rangle \equiv \int_{q_{\min}^2}^{q_{\max}^2} dq^2 J(q^2).$$

2.2. Поперечні амплітуди з урахуванням внеску векторних резонансів

Зараз, ми додамо внески VB до нерезонансної амплітуди процесу розпаду $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0}\mu^+\mu^-$, які виникають від розпаду $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0}V$, де $V = \rho^0, \omega, \phi, J/\psi(1S), \psi(2S), \dots$ мезони, з наступним розпадом $V \rightarrow \mu^+\mu^-$ (див. рисунок).



Нерезонансний і резонансний внески в амплітуду розпаду

Використовуємо модель домінантності векторних мезонів (ДВМ), яка походить від лагранжіана

$$\mathcal{L}_{\gamma V} = -\frac{e}{2} F^{\mu\nu} \sum_V \frac{f_V Q_V}{m_V} V_{\mu\nu}, \quad (2)$$

де $V_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$ та $F^{\mu\nu} \equiv \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$ – тензор електромагнітного поля, m_V – маса векторного V -мезона; Q_V – ефективний електричний заряд кварків у векторному мезоні:

$$\begin{aligned}
Q_\rho &= \frac{1}{\sqrt{2}}, & Q_\omega &= \frac{1}{3\sqrt{2}}, & Q_\phi &= -\frac{1}{3}, \\
Q_{J/\psi} &= Q_{\psi(2S)} = \dots = \frac{2}{3}.
\end{aligned}$$

Константа розпаду f_V нейтрального векторного мезона може бути знайдена з ширини розпаду $V \rightarrow e^+e^-$, використовуючи формулу

$$\Gamma_{V \rightarrow e^+e^-} = \frac{4\pi\alpha^2}{3m_V} f_V^2 Q_V^2.$$

Лагранжіан (2) явно градієнто інваріантний, та приводить до $V\gamma^*$ вершини

$$\langle \gamma(q); \mu | V(q); \nu \rangle = -\frac{ef_V Q_V}{m_V} (q^2 g^{\mu\nu} - q^\mu q^\nu),$$

де q – чотирьохімпульс віртуального фотона (векторного мезона) і $g^{\mu\nu}$ – метричний тензор.

Параметри векторних резонансів наведені в табл. 2.

Використовуючи концепцію ДВМ, отримуємо повну амплітуду процесу розпаду, яка складається з нерезонансної та резонансної частин

$$\begin{aligned}
A_{0L(R)} &= A_{0L(R)}^{\text{NR}} + \frac{4\pi^2 m_B^3 |N|}{m_{K^*} \sqrt{q^2}} \sum_V C_V D_V^{-1}(q^2) \times \\
&\quad \times \left((m_B^2 - q^2 - m_{K^*}^2) S_1^V + \lambda \frac{S_2^V}{2m_B^2} \right), \quad (3)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
A_{\parallel L(R)} &= A_{\parallel L(R)}^{\text{NR}} - 8\sqrt{2}\pi^2 m_B^3 |N| \times \\
&\quad \times \sum_V C_V D_V^{-1}(q^2) S_1^V, \quad (4)
\end{aligned}$$

$$A_{\perp L(R)} = A_{\perp L(R)}^{\text{NR}} + 4\sqrt{2}\lambda\pi^2 m_B |N| \times \sum_V C_V D_V^{-1}(q^2) S_3^V, \quad (5)$$

де

$$D_V(q^2) = q^2 - m_V^2 + im_V \Gamma_V(q^2)$$

звичайна функція Брейта-Вігнера для форми резонансу V -мезона з енергетично-залежною шириною $\Gamma_V(q^2)$. В рівняннях (3)–(5), S_i^V ($i = 1, 2, 3$) – інваріантні амплітуди розпаду $B_d^0 \rightarrow K^{*0}V$, їх значення наведені у табл. 3. Ці амплітуди детально обговорюються у [39]. Залежність ширини легких векторних ρ , ω та ϕ -мезонів від q^2 візьмемо з [38], з урахуванням сучасних даних [42] по відносній ширині різних каналів розпаду векторних мезонів, тоді як для $c\bar{c}$ -резонансів J/ψ , $\psi(2S)$, ... будемо вважати її сталою.

Для того щоб обчислити внесок резонансу у амплітуду розпаду $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} \mu^+ \mu^-$, необхідно знати

Таблиця 2. Маса, повна ширина, ширина розпаду на пару лептонів та константа f_V векторного мезона [42] (експериментальні невизначеності не наведені)

V	m_V , MeB	Γ_V , MeB	$\Gamma_{V \rightarrow e^+e^-}$, KeB	f_V , MeB
ρ^0	775,49	149,1	7,04	221,2
ω	782,65	8,49	0,60	194,7
ϕ	1019,455	4,26	1,27	228,6
J/ψ	3096,916	0,0929	5,55	416,4
$\psi(2S)$	3686,109	0,304	2,35	295,6
$\psi(3770)$	3772,92	27,3	0,265	100,4
$\psi(4040)$	4039	80	0,86	187,2
$\psi(4160)$	4153	103	0,83	186,5
$\psi(4415)$	4421	62	0,58	160,8

Таблиця 3. Відносні ширини [42] та інваріантні амплітуди процесів розпаду $B_d^0 \rightarrow K^{*0} \rho^0$, $B_d^0 \rightarrow K^{*0} \omega$, $B_d^0 \rightarrow K^{*0} \phi$, $B_d^0 \rightarrow K^{*0} J/\psi$, $B_d^0 \rightarrow K^{*0} \psi(2S)$

V	ρ^0	ω	ϕ	J/ψ	$\psi(2S)$
$10^6 \text{BR}(B_d^0 \rightarrow K^{*0}, V)$	3,4	2,0	9,8	1340	610
$10^4 S_1^V $	1,40	0,93	2,65	33,70	28,79
$10^4 S_2^V $	2,64	1,82	5,19	42,56	52,53
$10^4 S_3^V $	2,76	1,77	5,27	115,45	152,66
$\delta_1^V - \delta_0^V$ (rad)	2,81	2,11	2,40	-2,86	-2,8
$\delta_2^V - \delta_0^V$ (rad)	-0,37	-1,17	-0,84	0,90	1,62
$\delta_3^V - \delta_0^V$ (rad)	2,80	2,10	2,39	3,01	2,8

амплітуди процесів розпаду $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} \rho$, $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} \omega$, $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} \phi$, $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} J/\psi$, $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} \psi(2S)$, ... У цьому зв'язку ми відзначимо, що амплітуда розпаду B -мезона на два векторних мезона експериментально визначається відносною шириною та чотирма поляризаційними параметрами: двома частками поляризації та двома відносними фазами, а також загальною фазою δ_0^V .

Інформацію відносно амплітуд процесів $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} \phi$, $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} J/\psi$, $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} \psi(2S)$ можна отримати з експериментальних даних [42]. Ми використовуємо ці амплітуди для обчислення інваріантних амплітуд S_i^V (див. [39]). На жаль, поки що не виконаний повний кутовий аналіз процесів $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} \rho$ та $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} \omega$. Тому для легких векторних ρ - та ω -мезонів ми можемо використовувати експериментальні дані тільки для відносної ширини та частки поздовжньої поляризації, що стосується паралельної та поперечної поляризації векторного мезона, ми їх оцінюємо використовуючи співвідношення найвгоного факторизаційного аналізу

$$\bar{A}_0 : \bar{A}_- : \bar{A}_+ = 1 : \frac{\Lambda_{\text{QCD}}}{m_b} : \left(\frac{\Lambda_{\text{QCD}}}{m_b} \right)^2,$$

де \bar{A}_h ($h = 0, -, +$) – спіральні амплітуди відповідного розпаду \bar{B} -мезона та Λ_{QCD} – енергетичний масштаб КХД. В ролі відносних фаз ми використовуємо передбачення [44]. Для фази δ_0^V вибрано нульове значення для усіх каналів розпаду $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} V$.

У той самий час для більш важких векторних $c\bar{c}$ -мезонів, таких як $\psi(3770)$ та інших, відсутні як теоретичні передбачення відносно амплітуд розпаду $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} \psi(3770)$, ..., так і експериментальні спостереження, тому ми не включаємо внески від цих процесів в амплітуду.

3. Результати обчислень CP -асиметрії розпаду $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} \mu^+ \mu^-$

Для порівняння CP -асиметрії розпаду $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} + \mu^+ \mu^-$ з експериментальними даними ЛНСб [45] ми обчислили інтегральні значення $\langle A_{\text{CP}} \rangle$ вибрав межі інтервалів, як у роботі [45]. Обчислення були зроблені для СМ, як без врахування внеску векторних ρ^0 , ω , ϕ , $J/\psi(1S)$ та $\psi(2S)$ мезонів в CP -асиметрії цього розпаду, так і з врахуванням цих внесків, $A_{\text{CP}}^{\text{NR,SM}}$ та $A_{\text{CP}}^{\text{SM}}$, відповідно.

Також було зроблено обчислення CP -асиметрії розпаду $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} \mu^+ \mu^-$ для двох сценаріїв НФ

Таблиця 4. Значення CP -асиметрії A_{CP} для SM , та при двох сценаріях НФ

q^2 , GeV^2	$\langle A_{CP}^{NR,SM} \rangle$	$\langle A_{CP}^{SM} \rangle$	$\langle A_{CP}^{NR,(a)} \rangle$	$\langle A_{CP}^{(a)} \rangle$	$\langle A_{CP}^{NR,(b)} \rangle$	$\langle A_{CP}^{(b)} \rangle$	$A_{CP}^{\text{exp}} [45]$
$0,05 < q^2 < 1,00$	0,0011	0,0016	0,0018	0,0084	0,0008	0,0030	
$0,05 < q^2 < 2,00$	0,0016	0,0024	0,0024	0,0037	0,0013	0,0005	$-0,196 \pm 0,095$
$2,00 < q^2 < 4,30$	0,0033	0,0042	0,0039	0,0034	0,0060	$-0,0011$	$-0,098 \pm 0,154$
$4,30 < q^2 < 8,68$	0,0037	0,0041	0,0041	0,0040	0,0088	0,0032	$-0,021 \pm 0,075$
$10,09 < q^2 < 12,86$	0,0032	0,0033	0,0056	0,0046	0,036	0,021	$-0,054 \pm 0,098$
$14,18 < q^2 < 16,00$	0,0015	0,0012	0,0077	0,0077	0,089	0,077	$-0,201 \pm 0,104$
$16,00 < q^2 < 19,22$	0,0011	0,0011	0,0076	0,0075	0,091	0,083	$0,089 \pm 0,101$
$1,00 < q^2 < 6,00$	0,0033	0,0041	0,0039	0,0023	0,0056	$-0,0033$	$-0,058 \pm 0,064$

за межами SM . В першій моделі (а) поряд з операторами SM присутні також тензорні оператори. Нагадаємо, що згідно з аналізом [29], коефіцієнти Вільсона тензорних операторів задовольняють нерівності $|\tilde{C}_T|^2 + |\tilde{C}_{T5}|^2 \leq 0,5$. Для значень коефіцієнтів Вільсона тензорних операторів $C_T = C_{T5} = C'_T = C'_{T5} = 0,5i$, які задовольняють наведену вище нерівність, величина CP -асиметрії позначена нижче, як $A_{CP}^{NR,(a)}$ – без врахування внеску від векторних мезонів та $A_{CP}^{(a)}$ – з урахуванням внеску від цих мезонів. Для другого сценарію (b) НФ [30] $(\delta C_7, \delta C_9, \delta C_{10}, \delta C'_{10}) = (1,5 + 0,3i, -8 + 2i, 8 - 2i, -1,5 + 2i)$, де $\delta C_i = C_i^{\text{eff}} - C_i^{\text{SMeff}}$, а інші коефіцієнти Вільсона набувають такі ж значення, як у SM . Відповідні результати позначені нижче як $A_{CP}^{NR,(b)}$ – без врахування внеску від векторних мезонів та $A_{CP}^{(b)}$ – з урахуванням цього внеску.

Результати обчислення наведено у табл. 4. Як можна бачити з цієї таблиці, по-перше, в рамках SM CP -асиметрія є достатньо малою, на рівні 0,001–0,004 залежно від інтервалу q^2 . Хоча при цьому внесок векторних резонансів може досягати 50% (див. колонки 2 і 3), асиметрія залишається дуже малою. По-друге, у сценарії (а) НФ за межами SM CP -асиметрія дещо збільшується до 0,002–0,008, і резонансний внесок може бути значним, особливо в області малих інваріантних мас (колонки 4 і 5). По-третє, сценарій (b) НФ є очевидно істотною модифікацією SM , тому не дивно, що CP -асиметрія збільшується більш ніж на порядок і може досягати 0,09 в інтервалі великих інваріантних мас лептонної пари (колонки 6 і 7).

Нарешті, якщо порівняти теорію з експериментальними даними колаборації ЛНСь (остання колонка табл. 4), то потрібно відзначити, що похиб-

ки експерименту поки що є дуже значними, що не дає можливості відібрати адекватну теоретичну модель. Можна сподіватися, що майбутні експерименти на ЛНС дозволять виміряти CP -асиметрію у процесі $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} (\rightarrow K^- \pi^+) \mu^+ \mu^-$ зі значно кращою точністю.

4. Висновки

В роботі проаналізовано внески від процесів $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} (\rightarrow K^- \pi^+) V$ з векторними мезонами $V = \rho(770), \omega(782), \phi(1020), J/\psi, \psi(2S), \dots$, які розпадаються на $\mu^+ \mu^-$ пару, у CP -асиметрію розпаду $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} (\rightarrow K^- \pi^+) \mu^+ \mu^-$, індукованого нейтральним струмом, який змінює аромат мезонів. У цьому аналізі для опису переходу $b \rightarrow s \mu^+ \mu^-$ використано найбільш загальну форму ефективного гамільтоніана слабкої взаємодії, який включає скалярні, псевдоскалярні, векторні, аксіально векторні та тензорні оператори.

Одержано вирази для амплітуд розпаду $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} (\rightarrow K^- \pi^+) \mu^+ \mu^-$ з урахуванням нерезонансних амплітуд, які залежать від коефіцієнтів Вільсона ефективного гамільтоніана, та резонансних амплітуд, пов'язаних з проміжними векторними мезонами.

Зроблено передбачення для CP -асиметрії розпаду $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} (\rightarrow K^- \pi^+) \mu^+ \mu^-$ в межах SM , та для двох моделей НФ за межами SM . Внески резонансів у CP -асиметрію в деяких інтервалах інваріантної маси лептонів є достатньо значними, як у SM , так і в моделях НФ. Відзначимо також, що CP -асиметрія чутлива до вибору моделі НФ, і може досягати значень порядку 10^{-1} , тоді як у SM ця величина значно менша, на рівні 10^{-3} . Ці результати порівнюються з експериментальними даними колаборації ЛНСь.

Дослідження, виконані в роботі, можуть бути корисними для експериментів на ЛНС.

Робота частково підтримана Національною Академією Наук України (проект ЦО-15-1/2014).

1. M. Antonelli *et al.*, Phys. Rep. **494**, 197 (2010).
2. D. Melikhov, N. Nikitin, and S. Simula, Phys. Lett. B **442**, 381 (1998).
3. S. Fukae, C.S. Kim, and T. Yoshikawa, Phys. Rev. D **61**, 074015 (2000).
4. T.M. Aliev, C.S. Kim, and Y.G. Kim, Phys. Rev. D **62**, 014026 (2000).
5. C.S. Kim, Y.G. Kim, C.-D. Lu, and T. Morozumi, Phys. Rev. D **62**, 034013 (2000).
6. T.M. Aliev, A. Ozpineci, M. Savci, and C. Yuce, Phys. Rev. D **66**, 115006 (2002).
7. F. Krüger and J. Matias, Phys. Rev. D **71**, 094009 (2005).
8. A.S. Cornell, N. Gaur, and S.K. Singh, arXiv:hep-ph/0505136.
9. E. Lunghi and J. Matias, J. High Energy Phys. **04**, 058 (2007).
10. W.-S. Hou, A. Hovhannisyanyan, and N. Mahajan, Phys. Rev. D **77**, 014016 (2008).
11. C.S. Kim and T. Yoshikawa, arXiv:hep-ph/0711.3880.
12. C. Bobeth, G. Hiller, and G. Piranishvili, J. High Energy Phys. **07**, 106 (2008).
13. W. Altmannshofer, P. Ball, A. Bharucha, A.J. Buras, D.M. Straub, and M. Wick, J. High Energy Phys. **01**, 019 (2009).
14. A.K. Alok, A. Dighe, D. Ghosh, D. London, J. Matias, M. Nagashima, and A. Szykman, J. High Energy Phys. **02**, 053 (2010).
15. A. Bharucha and W. Reece, Eur. Phys. J. C **69**, 623 (2010).
16. U. Egede, T. Hurth, J. Matias, M. Ramon, and W. Reece, J. High Energy Phys. **10**, 056 (2010).
17. E. Lunghi and A. Soni, J. High Energy Phys. **11**, 121 (2010).
18. S. Descotes-Genon, D. Ghosh, J. Matias, and M. Ramon, J. High Energy Phys. **06**, 099 (2011).
19. C. Bobeth, G. Hiller, and D. van Dyk, J. High Energy Phys. **07**, 067 (2011).
20. A.K. Alok, A. Datta, A. Dighe, M. Duraisamy, D. Ghosh, D. London, and S.U. Sankar, J. High Energy Phys. **11**, 121 (2011).
21. A.K. Alok, A. Datta, A. Dighe, M. Duraisamy, D. Ghosh, and D. London, J. High Energy Phys. **11**, 122 (2011).
22. D. Becirevic and E. Schneider, Nucl. Phys. B **854**, 321 (2012).
23. A. Ahmed, I. Ahmed, M.J. Aslam, M. Junaid, M.A. Paracha, and A. Rehman, Phys. Rev. D **85**, 034018 (2012).
24. W. Altmannshofer, P. Paradisi, and D. M. Straub, J. High Energy Phys. **04**, 008 (2012).
25. J. Matias, F. Mescia, M. Ramon, and J. Virto, J. High Energy Phys. **04**, 104 (2012).

26. S. Descotes-Genon, J. Matias, M. Ramon, and J. Virto, J. High Energy Phys. **01**, 048 (2013).
27. D. Becirevic and A. Tayduganov, Nucl. Phys. B **868**, 368 (2013).
28. S. Jäger and J.M. Camalich, J. High Energy Phys. **05**, 043 (2013).
29. C. Bobeth, G. Hiller, and D. van Dyk, Phys. Rev. D **87**, 034016 (2013).
30. S. Descotes-Genon, T. Hurth, J. Matias, and J. Virto, J. High Energy Phys. **05**, 137 (2013).
31. S. Descotes-Genon, J. Matias, and J. Virto, Phys. Rev. D **88**, 074002 (2013).
32. F. Beaujean, C. Bobeth, and D. van Dyk, arXiv:hep-ph/1310.2478.
33. R.R. Horgan, Z. Liu, S. Meinel, and M. Wingate, arXiv:hep-ph/1310.3887.
34. T. Hurth and F. Mahmoudi, J. High Energy Phys. **04**, 097 (2014).
35. J. Matias and N. Serra, arXiv:hep-ph/1402.6855v1.
36. A. Ali, P. Ball, L.T. Handoko, and G. Hiller, Phys. Rev. D **61**, 074024 (2000).
37. A. Ali, E. Lunghi, C. Greub, and G. Hiller, Phys. Rev. D **66**, 034002 (2002).
38. A.Yu. Korchin and V.A. Kovalchuk, Phys. Rev. D **82**, 034013 (2010).
39. A.Yu. Korchin and V.A. Kovalchuk, Eur. Phys. J. C **72**, 2155 (2012).
40. N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963).
41. M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).
42. J. Beringer *et al.*, Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012).
43. P. Ball and R. Zwicky, Phys. Rev. D **71**, 014029 (2005).
44. M. Beneke, J. Rohrer, and D. Yang, Nucl. Phys. B **774**, 64 (2007).
45. R. Aaij *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110**, 031801 (2013).

Одержано 03.06.14

В.А. Ковальчук, А.Ю. Корчин

ВКЛАД ВЕКТОРНЫХ РЕЗОНАНСОВ
В CP -АСИММЕТРИЮ РАСПАДА НЕЙТРАЛЬНОГО
 B -МЕЗОНА НА МЮОН-АНТИМЮОНННЮЮ ПАРУ
И НЕЙТРАЛЬНЫЙ K^* -МЕЗОН

Резюме

Вычислены вклады от процессов $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} (\rightarrow K^- \pi^+) V$ с векторными мезонами $V = \rho(770), \omega(782), \phi(1020), J/\psi, \psi(2S), \dots$, которые распадаются на пару $\mu^+ \mu^-$ в CP -асимметрию распада $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} (\rightarrow K^- \pi^+) \mu^+ \mu^-$, индуцированного нейтральным током, изменяющим аромат мезонов. При этом для описания перехода $b \rightarrow s \mu^+ \mu^-$ используется наиболее общая форма эффективного гамильтониана слабого взаимодействия. Сделаны предсказания для CP -асимметрии распада $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} (\rightarrow K^- \pi^+) \mu^+ \mu^-$ в стандартной модели, а также для двух сценариев модели новой физики. Эти результаты сравниваются с экспериментальными данными коллаборации LHCb.

V.A. Kovalchuk, A.Yu. Korchin

CONTRIBUTION OF VECTOR RESONANCES
TO THE CP -ASYMMETRY OF THE NEUTRAL
 \bar{B} -MESON DECAY INTO A MUON-ANTIMUON
PAIR AND A NEUTRAL \bar{K}^* MESON

S u m m a r y

Contributions of the processes $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} (\rightarrow K^- \pi^+) V$ with vector mesons $V = \rho(770), \omega(782), \phi(1020), J/\psi, \psi(2S)$, and

others decaying into the $\mu^+ \mu^-$ pair to the CP -asymmetry in the decay $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} (\rightarrow K^- \pi^+) \mu^+ \mu^-$ induced by the flavor-changing neutral currents are calculated. For the description of the transition $b \rightarrow s \mu^+ \mu^-$, the most general form of the effective weak-interaction Hamiltonian is applied. Predictions are made for the CP -asymmetry of the decay $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} (\rightarrow K^- \pi^+) \mu^+ \mu^-$ in the framework of the standard model, as well for two scenarios of new physics. The obtained results are compared with experimental data of the LHCb Collaboration.