Проявление электрического дипольного момента в распадах τ лептонов, рождённых в e^+e^- аннигиляции

И. В. Образцов[1, 2, *] А. И. Мильштейн[1, 2, **]

[1] *Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[2] *Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

Рассмотрены CP-нечетные асимметрии в процессах $e^+e^- \to \tau^+\pi^-\nu_\tau$, $e^+e^- \to \pi^+\tau^-\bar{\nu}_\tau$, $e^+e^- \to \tau^+\rho^-\nu_\tau$, $e^+e^- \to \rho^+\tau^-\bar{\nu}_\tau$, $e^+e^- \to \tau^+e^-\nu_\tau\bar{\nu}_e$ и $e^+e^- \to e^+\tau^-\bar{\nu}_\tau\nu_e$ с продольно поляризованным электронным (позитронным) пучком. Асимметрии линейны по электрическому дипольному формфактору $F_3^\tau \equiv b$ в вершине $\gamma\tau^+\tau^-$. Показано, что для измерения $\operatorname{Im} b$ в указанных процессах поляризация не нужна, однако для измерения $\operatorname{Re} b$ поляризация необходима. Также рассмотрены процессы $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$, $e^+e^- \to e^+e^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau\nu_e\bar{\nu}_e$, $e^+e^- \to \mu^+\mu^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$, $e^+e^- \to \mu^+e^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau\nu_\mu\bar{\nu}_e$ и $e^+e^- \to e^+\mu^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau\nu_e\bar{\nu}_\mu$ с неполяризованными электронным и позитронным пучками. В этих процессах возможно измерить $\operatorname{Im} b$ и $\operatorname{Re} b$.

Введение. Одним из способов поиска Новой Физики (НФ) является прецизионное измерение электрического дипольного момента τ лептона d_τ. Значение d_τ, которое предсказывается Стандартной Моделью (СМ), слишком мало для экспериментального наблюдения. Поэтому регистрация d_τ в эксперименте подтвердит существование НФ.

Проявление d_τ можно изучать в процессах образования $\tau^+\tau^-$ пар в e^+e^- аннигиляции. В общем виде вершина $\gamma\tau^+\tau^-$ может быть записана следующим образом [1, 2]

$$\Gamma^\mu = -ie\left\{F_1^\tau(k^2)\gamma^\mu + \frac{\sigma^{\mu\nu}k_\nu}{2M}\Big[iF_2^\tau(k^2) + F_3^\tau(k^2)\gamma_5\Big] + \Big(\gamma^\mu - \frac{2k^\mu M}{k^2}\Big)\gamma_5 F_4^\tau(k^2)\right\},$$

где M – масса τ лептона, $e < 0$ – заряд электрона, k – 4-импульс фотона, $F_1^\tau(k^2)$ – формфактор Дирака, $F_2^\tau(k^2)$ – формфактор Паули, $F_3^\tau(k^2)$ – электрический дипольный формфактор, $F_4^\tau(k^2)$ – анапольный формфактор. В пределе $k^2 \to 0$ эти формфакторы

* e-mail: ivanqwicliv2@gmail.com

** e-mail: A.I.Milstein@inp.nsk.su

принимают следующие значения

$$F_1^\tau(0) = 1\,, \quad F_2^\tau(0) = a_\tau = \mu'_\tau\,\frac{2M}{e}\,, \quad F_3^\tau(0) = d_\tau\,\frac{2M}{e}\,, \quad F_4^\tau(0) = 0\,.$$

Формфактор $F_3^\tau(k^2)$ является следствием нарушения P и T четностей, а нарушение P и C четностей проявляется в наличии $F_4^\tau(k^2)$. В силу CPT теоремы, нарушение T эквивалентно нарушению CP. Таким образом, d_τ проявляется в нарушении CP-четности.

Оценка d_l в рамках СМ [3–6] дает $|F_3^e(0)| < |F_3^\mu(0)| < |F_3^\tau(0)| \approx 10^{-23} \ll 1$. Измерить $F_3^\tau(0)$ с точностью 10^{-23} на сегодняшний день нельзя. Извлечение из экспериментальных данных ненулевого значения $F_3^\tau(0)$ будет свидетельствовать о существовании НФ. В [7–17] были установлены верхние пределы на $|F_3^\tau(k^2)|$, а в [18–20] были установлены верхние пределы на $\mathrm{Re}\,F_3^\tau(k^2)$ и $\mathrm{Im}\,F_3^\tau(k^2)$. В этих экспериментах e^- и e^+ пучки были неполяризованы. Возникает вопрос: в какой степени наличие поляризации у пучков упрощает проведение эксперимента по измерению d_τ?

В докладе будут использованы результаты, полученные в статье [21]. Рассмотрены процессы $e^+e^- \to \tau^+\pi^-\nu_\tau$, $e^+e^- \to \pi^+\tau^-\bar\nu_\tau$, $e^+e^- \to \tau^+\rho^-\nu_\tau$, $e^+e^- \to \rho^+\tau^-\bar\nu_\tau$, $e^+e^- \to \tau^+e^-\nu_\tau\bar\nu_e$ и $e^+e^- \to \tau^-e^+\nu_e\bar\nu_\tau$ с продольно поляризованным e^- пучком. Также обсуждаются процессы $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\nu_\tau\bar\nu_\tau$, $e^+e^- \to e^+e^-\nu_\tau\bar\nu_\tau\nu_e\bar\nu_e$, $e^+e^- \to \mu^+\mu^-\nu_\tau\bar\nu_\tau\nu_\mu\bar\nu_\mu$, $e^+e^- \to \mu^+e^-\nu_\tau\bar\nu_\tau\nu_\mu\bar\nu_e$ и $e^+e^- \to \mu^-e^+\nu_\tau\bar\nu_\tau\nu_e\bar\nu_\mu$ с неполяризованными e^- и e^+ пучками. В [21] получены аналитические выражения для антисимметричных относительно CP преобразования частей соответствующих сечений при инвариантных массах $\sqrt{s} \ll m_Z$, m_Z – масса Z бозона. Модифицированная $\gamma\tau^+\tau^-$ вершина имеет вид

$$\Gamma^\mu = -ie\left[\gamma^\mu + \frac{\sigma^{\mu\nu}k_\nu}{2M}F_3^\tau(k^2)\gamma_5\right], \quad k^2 = s\,.$$

$\boldsymbol{e^+e^- \to \tau^+\tau^-}$**.** Рассмотрим продольно поляризованный e^- и неполяризованный e^+ пучки. При $\sqrt{s} \ll m_Z$ будем пренебрегать вкладом Z бозона. Тогда сечение $d\sigma_0$ процесса $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$, просуммированное по поляризациям τ^+, в сцм равно

$$\begin{aligned}
&d\sigma_0 = \frac{\beta\alpha^2}{4s}\,\left[1 - \frac{q_\perp^2}{2E^2} + \boldsymbol{\zeta Z}\right]\,d\Omega_{\boldsymbol{q}}\,,\\
&\boldsymbol{Z} = \mathrm{Im}\,b\,\frac{q_\perp^2\,\boldsymbol{q}}{ME(E+M)} - \mathrm{Im}\,b\,\frac{\boldsymbol{q}_\perp}{M} - \mathrm{Re}\,b\,\frac{[\boldsymbol{q}_\perp \times \boldsymbol{\Lambda}]}{M} + \frac{M}{E}\boldsymbol{\Lambda} + \frac{(\boldsymbol{q\Lambda})\,\boldsymbol{q}}{E(E+M)}\,,\\
&b = F_3^\tau(s)\,, \quad s = 4E^2\,, \quad \beta = q/E\,,
\end{aligned}$$

где E – энергия электрона, $\boldsymbol{q}$ – импульс τ^-, $\boldsymbol{q}_\perp = \boldsymbol{q} - \boldsymbol{\Lambda}(\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{\Lambda})$, $\boldsymbol{\zeta}$ – спин τ^-, $\boldsymbol{\Lambda} = \lambda\boldsymbol{e}_z$, вектор $\boldsymbol{e}_z$ направлен по импульсу электрона, λ – спиральность электрона, мы отбросили в $d\sigma_0$

квадратичные по b члены. Линейные по b члены входят только в зависящую от $\boldsymbol{\zeta}$ часть сечения, а член $\propto \mathrm{Re}\, b$ линейно зависит от $\boldsymbol{\Lambda}$. Чтобы вклад $\mathrm{Re}\, b$ присутствовал в случае неполяризованного e^- пучка, необходимо измерить поляризацию τ^+. Поляризацию τ^- и τ^+ можно измерять, изучая различные моды распада τ.

$\boldsymbol{e^+e^- \to \tau^+\pi^-\nu_\tau}$ **и** $\boldsymbol{e^+e^- \to \tau^-\pi^+\bar{\nu}_\tau}$**.** Рассмотрим CP-нечетную асимметрию dA_π в процессах $e^+e^- \to \tau^+\pi^-\nu_\tau$ и $e^+e^- \to \tau^-\pi^+\bar{\nu}_\tau$ с продольно поляризованным e^- и неполяризованным e^+ пучками

$$dA_\pi = \frac{d\sigma_\pi^{(-)}(\boldsymbol{k}) - d\sigma_\pi^{(+)}(-\boldsymbol{k})}{2\sigma_0} \propto \mathrm{Im}\, b\, d\boldsymbol{k}\,, \tag{1}$$

здесь $d\sigma_\pi^{(-)}(\boldsymbol{k})$ – сечение процесса $e^+e^- \to \tau^+\pi^-\nu_\tau$, $d\sigma_\pi^{(+)}(-\boldsymbol{k})$ – сечение процесса $e^+e^- \to \tau^-\pi^+\bar{\nu}_\tau$, $\boldsymbol{k}$ – импульс пиона. В выражении (1) взят интеграл по $d\Omega_{\boldsymbol{q}}$. Видно, что dA_π содержит лишь $\mathrm{Im}\, b$.

$\boldsymbol{e^+e^- \to \tau^+\rho^-\nu_\tau}$ **и** $\boldsymbol{e^+e^- \to \tau^-\rho^+\bar{\nu}_\tau}$**.** Рассмотрим CP-нечетную асимметрию dA_ρ в процессах $e^+e^- \to \tau^+\rho^-\nu_\tau$ и $e^+e^- \to \tau^-\rho^+\bar{\nu}_\tau$ с продольно поляризованным e^- и неполяризованным e^+ пучками

$$dA_\rho = \frac{d\sigma_\rho^{(-)}(\boldsymbol{p},\, \boldsymbol{f}) - d\sigma_\rho^{(+)}(-\boldsymbol{p},\, -\boldsymbol{f})}{2\sigma_0} \propto [C_1^\rho\, \mathrm{Re}\, b + C_2^\rho\, \mathrm{Im}\, b]\, d\boldsymbol{p}\,, \tag{2}$$

здесь $d\sigma_\rho^{(-)}(\boldsymbol{p},\, \boldsymbol{f})$ – сечение процесса $e^+e^- \to \tau^+\rho^-\nu_\tau$, $d\sigma_\rho^{(+)}(-\boldsymbol{p},\, -\boldsymbol{f})$ – сечение процесса $e^+e^- \to \tau^-\rho^+\bar{\nu}_\tau$, $\boldsymbol{p}$ и $\boldsymbol{f}$ – импульс и поляризация ρ мезона. В выражении (2) взят интеграл по $d\Omega_{\boldsymbol{q}}$. Определить поляризацию ρ мезона можно из основного канала распада $\rho^\pm \to \pi^\pm\pi^0$. В dA_ρ дает вклад как $\mathrm{Im}\, b$, так и $\mathrm{Re}\, b$, причем $C_1^\rho \propto ([\boldsymbol{\Lambda} \times \boldsymbol{f}]\boldsymbol{p})$.

$\boldsymbol{e^+e^- \to \tau^+e^-\nu_\tau\bar{\nu}_e}$ **и** $\boldsymbol{e^+e^- \to \tau^-e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau}$**.** Рассмотрим CP-нечетную асимметрию dA_e в процессах $e^+e^- \to \tau^+e^-\nu_\tau\bar{\nu}_e$ и $e^+e^- \to \tau^-e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$ с продольно поляризованным e^- и неполяризованным e^+ пучками

$$dA_e = \frac{d\sigma_e^{(-)}(\boldsymbol{k}) - d\sigma_e^{(+)}(-\boldsymbol{k})}{2\sigma_0} \propto [C_1^e\, \mathrm{Re}\, b + C_2^e\, \mathrm{Im}\, b]\, d\Omega_{\boldsymbol{q}}\, d\boldsymbol{k}\,, \tag{3}$$

здесь $d\sigma_e^{(-)}(\boldsymbol{k})$ – сечение процесса $e^+e^- \to \tau^+e^-\nu_\tau\bar{\nu}_e$, $d\sigma_e^{(+)}(-\boldsymbol{k})$ – сечение процесса $e^+e^- \to \tau^-e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$, $\boldsymbol{k}$ – импульс электрона. В dA_e дает вклад как $\mathrm{Im}\, b$, так и $\mathrm{Re}\, b$, причем $C_1^e \propto ([\boldsymbol{\Lambda} \times \boldsymbol{q}]\boldsymbol{k})$. Если проинтегрировать (3) по $d\Omega_{\boldsymbol{q}}$ и $d\Omega_{\boldsymbol{k}}$, то получим асимметрию, которая изображена на Рис. 1. Эта асимметрия имеет излом при $k = k_0 = (E - q)/2$. Если $E/M \to 1$, то $k_0/k_{max} \to 1$, а если $E/M \to \infty$, то $k_0/k_{max} \to 0$.

$\boldsymbol{e^+e^- \to \tau^+\tau^- \to \pi^+\pi^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau}$**.** Рассмотрим CP-нечетную асимметрию $dA_{\pi\pi}$ в процессе $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ с неполяризованными e^- и e^+ пучками

$$dA_{\pi\pi} = \frac{d\sigma_{\pi\pi}(\boldsymbol{k}_1\,,\boldsymbol{k}_2) - d\sigma_{\pi\pi}(-\boldsymbol{k}_2\,,-\boldsymbol{k}_1)}{2\sigma_0} \propto [D_1^\pi\,\mathrm{Re}\,b + D_2^\pi\,\mathrm{Im}\,b]\,d\boldsymbol{k}_1\,d\boldsymbol{k}_2\,,$$

здесь $d\sigma_{\pi\pi}(\boldsymbol{k}_1\,,\boldsymbol{k}_2)$ – сечение процесса $e^+e^- \to \tau^+\tau^- \to \pi^+\pi^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$, $\boldsymbol{k}_1$ и $\boldsymbol{k}_2$ – импульсы π^- и π^+, а также взят интеграл по $d\Omega_{\boldsymbol{q}}$. Видно, что $dA_{\pi\pi}$ содержит как $\mathrm{Re}\,b$, так и $\mathrm{Im}\,b$. Проинтегрировав по модулям векторов $\boldsymbol{k}_1$ и $\boldsymbol{k}_2$, получим

$$\frac{dA_{\pi\pi}}{d\Omega_1\,d\Omega_2} \propto \left\{G_1(x)\frac{[(\boldsymbol{\Lambda}\boldsymbol{n}_1)^2 - (\boldsymbol{\Lambda}\boldsymbol{n}_2)^2]}{\sqrt{1-x^2}}\,\mathrm{Im}\,b + G_2(x)\frac{[(\boldsymbol{\Lambda}\boldsymbol{n}_1) - (\boldsymbol{\Lambda}\boldsymbol{n}_2)]\,([\boldsymbol{n}_1\times\boldsymbol{n}_2]\,\boldsymbol{\Lambda})}{\sqrt{2(1-x)(1-x^2)}}\,\mathrm{Re}\,b\right\}\,, \tag{4}$$

где $\boldsymbol{n}_{1,2} = \boldsymbol{k}_{1,2}/k_{1,2}$, $x = \boldsymbol{n}_1\boldsymbol{n}_2$. Функции $G_1(x)$ и $G_2(x)$ изображены на Рис. 2. Если сделать преобразование $\boldsymbol{n}_1 \leftrightarrow \boldsymbol{n}_2$, то коэффициент перед $\mathrm{Im}\,b$ сменит знак, а коэффициент перед $\mathrm{Re}\,b$ не поменяет знак. Наоборот, если сделать преобразование $\boldsymbol{n}_{1,2} \to -\boldsymbol{n}_{1,2}$, то коэффициент перед $\mathrm{Im}\,b$ не поменяет знак, а коэффициент перед $\mathrm{Re}\,b$ сменит знак.

$\boldsymbol{e^+e^- \to \tau^+\tau^- \to e^+e^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau\nu_e\bar{\nu}_e}$**.** Рассмотрим CP-нечетную асимметрию dA_{ee} в процессе $e^+e^- \to e^+e^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau\nu_e\bar{\nu}_e$ с неполяризованными e^- и e^+ пучками

$$dA_{ee} = \frac{d\sigma_{ee}(\boldsymbol{k}_1\,,\boldsymbol{k}_2) - d\sigma_{ee}(-\boldsymbol{k}_2\,,-\boldsymbol{k}_1)}{2\sigma_0} \propto [D_1^e\,\mathrm{Re}\,b + D_2^e\,\mathrm{Im}\,b]\,d\boldsymbol{k}_1\,d\boldsymbol{k}_2\,,$$

здесь $d\sigma_{ee}(\boldsymbol{k}_1\,,\boldsymbol{k}_2)$ – сечение процесса $e^+e^- \to e^+e^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau\nu_e\bar{\nu}_e$, $\boldsymbol{k}_1$ и $\boldsymbol{k}_2$ – импульсы e^- и e^+, а также взят интеграл по $d\Omega_{\boldsymbol{q}}$. Видно, что dA_{ee} содержит как $\mathrm{Re}\,b$, так и $\mathrm{Im}\,b$. Проинтегрировав по модулям векторов $\boldsymbol{k}_1$ и $\boldsymbol{k}_2$, получим

$$\frac{dA_{ee}}{d\Omega_1\,d\Omega_2} \propto \left\{-\frac{G_1(x)}{3}\frac{[(\boldsymbol{\Lambda}\boldsymbol{n}_1)^2 - (\boldsymbol{\Lambda}\boldsymbol{n}_2)^2]}{\sqrt{1-x^2}}\,\mathrm{Im}\,b + \frac{G_2(x)}{9}\frac{[(\boldsymbol{\Lambda}\boldsymbol{n}_1) - (\boldsymbol{\Lambda}\boldsymbol{n}_2)]\,([\boldsymbol{n}_1\times\boldsymbol{n}_2]\,\boldsymbol{\Lambda})}{\sqrt{2(1-x)(1-x^2)}}\,\mathrm{Re}\,b\right\}\,, \tag{5}$$

где $\boldsymbol{n}_{1,2} = \boldsymbol{k}_{1,2}/k_{1,2}$, $x = \boldsymbol{n}_1\boldsymbol{n}_2$. Формулы (4) и (5) имеют одинаковую структуру, хотя матричные элементы распадов $\tau^- \to \pi^-\nu_\tau$ и $\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ сильно отличаются. Поскольку масса μ мала по сравнению с массой τ, асимметрии в процессах $e^+e^- \to \mu^+\mu^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$, $e^+e^- \to \mu^+e^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau\nu_\mu\bar{\nu}_e$ и $e^+e^- \to \mu^-e^+\nu_\tau\bar{\nu}_\tau\nu_e\bar{\nu}_\mu$ имеют аналогичный вид.

Заключение. Рассмотрены CP-нечетные асимметрии в процессах $e^+e^- \to \tau^+\pi^-\nu_\tau$, $e^+e^- \to \pi^+\tau^-\bar{\nu}_\tau$, $e^+e^- \to \tau^+\rho^-\nu_\tau$, $e^+e^- \to \rho^+\tau^-\bar{\nu}_\tau$, $e^+e^- \to \tau^+e^-\nu_\tau\bar{\nu}_e$ и $e^+e^- \to \tau^-e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$ с продольно поляризованным электронным и неполяризованным позитронным пучками, а также в процессах $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$, $e^+e^- \to e^+e^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau\nu_e\bar{\nu}_e$, $e^+e^- \to \mu^+\mu^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$, $e^+e^- \to \mu^+e^-\nu_\tau\bar{\nu}_\tau\nu_\mu\bar{\nu}_e$ и $e^+e^- \to \mu^-e^+\nu_\tau\bar{\nu}_\tau\nu_e\bar{\nu}_\mu$ с неполяризованными электронным и позитронным пучками для e^+e^- инвариантных масс $\sqrt{s} \ll m_Z$. Подробные вычисления и полные выражения для асимметрий можно найти в статье [21]. Показано, что для измерения $\mathrm{Im}\, b$ поляризация не нужна, а для измерения $\mathrm{Re}\, b$ необходимости в поляризации нет, но её наличие упрощает измерение. Сегодня не существуют эксперименты с продольно поляризованными электронными пучками. Такой эксперимент планируется провести на Супер-Чарм-Тау фабрике (СЧТФ) [22]. СЧТФ – это e^+e^- коллайдер со светимостью $\sim 10^{35}\,\text{см}^{-2}\,\text{с}^{-1}$ и энергией в сцм от 3 до $5-7\,$ГэВ. Он станет интенсивным источником τ лептонов. В силу CPT теоремы $\mathrm{Im}\, b = 0$. При характерном масштабе НФ $\Lambda_{NP} \gg M$ можно ожидать $\mathrm{Im}\, b \ll \mathrm{Re}\, b$ при $s \gtrsim M$. По этой причине использование продольно поляризованных электронных пучков, которые упрощают измерение $\mathrm{Re}\, b$, очень важно.

---

1. X. Chen and Y. Wu, J. High Energy Phys. 10 (2019) 089.
2. S. Eidelman *et al.* J. High Energy Phys. 03 (2016) 140.
3. M. J. Booth, arXiv:hep-ph/9301293.
4. U. Mahanta, Phys. Rev. D **54**, 3377 (1996).
5. Y. Yamaguchi and N. Yamanaka, Phys. Rev. Lett. **125**, 241802 (2020).
6. Y. Yamaguchi and N. Yamanaka, Phys. Rev. D **103**, 013001 (2021).
7. S. M. Barr and W. J. Marciano, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **3**, 455 (1989).
8. J. A. Grifols and A. Mendez, Phys. Lett. B **255**, 611 (1991) ; **259** 512(E) (1991).
9. R. Escribano and E. Masso, Phys. Lett. B **301**, 419 (1993).
10. R. Escribano and E. Masso, Phys. Lett. B **395**, 369 (1997).
11. L. Taylor, Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. **55**, 285 (1997).
12. K. Ackerstaff *et al.* (OPAL Collaboration), Phys. Lett. B **431**, 188 (1998).
13. M. Acciarri *et al.* (L3 Collaboration), Phys. Lett. B **434**, 169 (1998).
14. J. Abdallah *et al.* (DELPHI Collaboration), Eur. Phys. J. C **35**, 159 (2004).
15. P. Achard *et al.* (L3 Collaboration), Phys. Lett. B **585**, 53 (2004).
16. A. E. Blinov and A. S. Rudenko, Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. **189**, 257 (2009).

17. A. G. Grozin, I. B. Khriplovich and A. S. Rudenko, Phys. At. Nucl. **72**, 1203 (2009).

18. H. Albrecht *et al.* (ARGUS Collaboration), Phys. Lett. B **485**, 37 (2000).

19. K. Inami *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Lett. B **551**, 16 (2003).

20. K. Inami *et al.* (Belle Collaboration), J. High Energy Phys. 04 (2022) 110.

21. I. V. Obraztsov and A. I. Milstein, Phys. Rev. D **107**, 093001 (2023).

22. `https://sct.inp.nsk.su/media/cdr/SCT_Physics_Program__rus_Egsu8BE.pdf`.

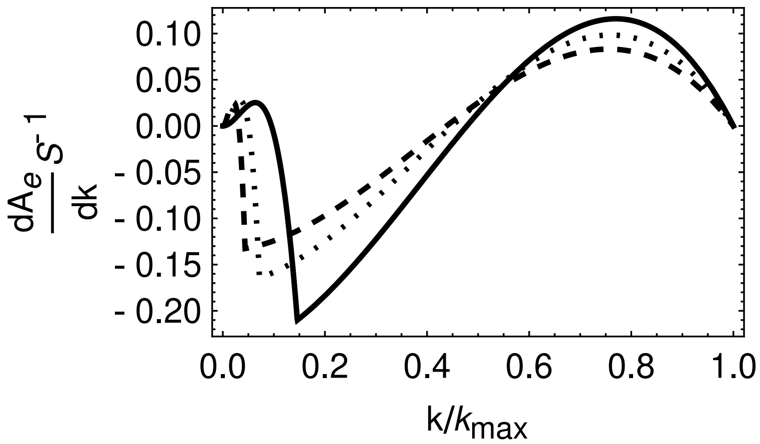

Рис. 1. Асимметрия dA_e/dk в единицах $S = B_e \mathrm{Im}\, b/M$ как функция k/k_{max} для $E = 1.5M$ (сплошная кривая), $E = 2M$ (пунктирная кривая), $E = 2.5M$ (штриховая кривая), где $k_{max} = (E + q)/2$, B_e – бранчинг распада $\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$.

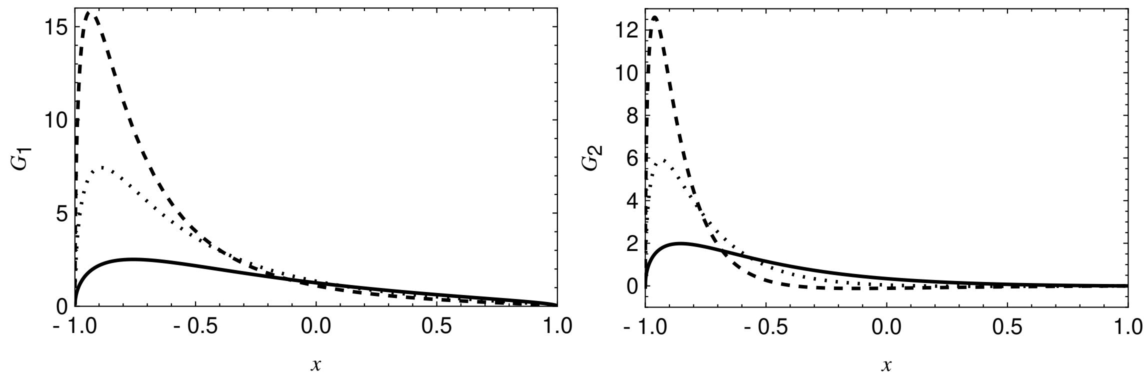

Рис. 2. Зависимость функций $G_1(x)$ (слева) и $G_2(x)$ (справа) от $x = \boldsymbol{n}_1 \boldsymbol{n}_2$ для $E = 1.5M$ (сплошная кривая), $E = 2M$ (пунктирная кривая), $E = 2.5M$ (штриховая кривая).