ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 2021, том 84, № 2, с. 175–179

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

ИЗМЕРЕНИЕ УГЛА ВАЙНБЕРГА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ НА СУПЕР С-ТАУ-ФАБРИКЕ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМ ПУЧКОМ

© 2021 г. В. С. Воробьев[1)*]

Поступила в редакцию 07.06.2020 г.; после доработки 07.06.2020 г.; принята к публикации 07.06.2020 г.

В работе обсуждается измерение эффективного угла смешивания электрослабого взаимодействия θ_{eff} в эксперименте на Супер С-тау-фабрике с продольной поляризацией электронов. Рассмотрен недавно предложенный метод измерения средней степени поляризации электронов с помощью анализа дифференциального сечения процесса $J/\psi \to [\Lambda \to p\pi^-][\bar{\Lambda} \to \bar{p}\pi^+]$. При светимости коллайдера 10^{35} см$^{-2}$с$^{-1}$ и степени поляризации 0.8 параметр $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ может быть измерен с относительной точностью лучше 1%, что позволит наблюдать отклонение от значения этого параметра в пике Z-бозона.

DOI: 10.31857/S0044002721010232

ВВЕДЕНИЕ

Угол Вайнберга θ_{W} является параметром $SU(2)_L \times U(1)_Y$ модели электрослабого взаимодействия [1], определяющим связь полей фотона и Z-бозона с полями калибровочных бозонов B и W^3

$$A \equiv B\cos\theta_{\text{W}} + W^3\sin\theta_{\text{W}}, \qquad (1)$$
$$Z \equiv -B\sin\theta_{\text{W}} + W^3\cos\theta_{\text{W}}.$$

Угол Вайнберга входит в векторную часть нейтрального слабого взаимодействия

$$g_V^f \equiv I_3^f - 3Q_f\sin^2\theta_{\text{W}}, \qquad (2)$$

где I_3 и Q_f обозначают слабый изоспин и электрический заряд фермионного поля f соответственно. Поправки к основному вкладу приводят к тому, что в экспериментах наблюдается эффективное значение

$$\sin^2\theta_{\text{eff}} \equiv \kappa_Z^f\sin^2\theta_{\text{W}}, \qquad (3)$$

где коэффициент κ_Z^f зависит от переданного импульса. Значение κ_Z^f достаточно точно вычисляется: неопределенность при малых импульсах составляет 2×10^{-5} [2].

Значение $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ измерено с относительной точностью 0.1% в пике Z-бозона в экспериментах на коллайдерах LEP и SLC [3]. При энергиях $\mathcal{O}(1\,\text{ГэВ})$ и ниже ожидается отличие величины $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ от значения в пике Z на уровне 4% [4]. Измерения $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ на низких энергиях выполнялись различными способами: по нарушению четности в атомах, рассеянию Моллера, рассеянию Мотта, глубоконеупругому рассеянию нейтрино и электронов на ядрах атомов [5]. Результаты измерений согласуются с предсказанием стандартной модели, однако точность экспериментов на низких энергиях пока значительно уступает результатам, полученным в пике Z.

Измерение $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ на низких энергиях представляет интерес с точки зрения проверки электрослабой модели. Прецизионные измерения чувствительны к нестандартным вкладам в κ_Z^f, например, к расширенной электрослабой модели с дополнительными калибровочными бозонами.

ЭКСПЕРИМЕНТ НА СУПЕР С-ТАУ-ФАБРИКЕ

В настоящее время обсуждаются проекты "Супер С-тау-фабрик" — симметричных e^+e^--коллайдеров с высокой светимостью 10^{35} см$^{-2}$с$^{-1}$ и диапазоном энергий $\sqrt{s}$ от 2 до 6 ГэВ [6, 7]. Проекты предусматривают высокую степень продольной поляризации электронов в месте встречи. В таком эксперименте параметр $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ может быть измерен по асимметрии полного сечения в пике J/ψ:

$$\mathcal{A}_{LR} = \mathcal{P}_e \cdot \frac{\sigma_R - \sigma_L}{\sigma_R + \sigma_L} \equiv \mathcal{P}_e \cdot \mathcal{A}_{LR}^0, \qquad (4)$$

где σ_R (σ_L) обозначает полное сечение для электронов с правой (левой) поляризацией и $\mathcal{P}_e$ — степень поляризации электронов ($0 \le \mathcal{P}_e \le 1$). Для измерения сечений σ_R и σ_L можно использовать

[1)]Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия.
[*]E-mail: vvorob@inp.nsk.su

адронные распады J/ψ. Количество зарегистрированных адронных распадов J/ψ при определенной поляризации (N_L или N_R) связано с соответствующим сечением следующим образом:

$$\sigma_\alpha = \frac{N_\alpha}{\mathcal{L}_\alpha \varepsilon_\alpha}, \quad \alpha \in \{L, R\}, \tag{5}$$

где параметры ε_α описывают эффективность реконструкции событий в детекторе и вероятность распада J/ψ в рассматриваемые адронные состояния, а $\mathcal{L}_\alpha$ обозначают соответственные интегралы светимости. Характерные значения N_α в эксперименте на Супер С-тау-фабрике имеют порядок 10^{12}. Интегралы светимости $\mathcal{L}_\alpha$ при этом должны быть известны с относительной статистической точностью не хуже 10^{-6}. Обсуждение подходов к прецизионному измерению интеграла светимости в таком эксперименте можно найти в работе [8].

Асимметрия $\mathcal{A}^0_{LR}$ возникает из-за интерференции процессов $e^+e^- \to \gamma^* \to c\bar{c}$ и $e^+e^- \to Z^* \to c\bar{c}$ и выражается через $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ следующим образом [9]:

$$\mathcal{A}^0_{LR} = \frac{-\sin^2\theta_{\text{eff}} + 3/8}{2\sin^2\theta_{\text{eff}}(1-\sin^2\theta_{\text{eff}})}\left(\frac{m_{J/\psi}}{m_Z}\right)^2 \approx \approx 4.7\times 10^{-4}. \tag{6}$$

Для получения величины $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ необходимо измерить асимметрию $\mathcal{A}_{LR}$ и степень поляризации $\mathcal{P}_e$. Из выражений (4) и (6) получаем соотношение для относительных неопределенностей

$$\frac{\sigma\left(\sin^2\theta_{\text{eff}}\right)}{\sin^2\theta_{\text{eff}}} = = C_{\mathcal{A}_{LR}}\frac{\sigma\left(\mathcal{A}_{LR}\right)}{\mathcal{A}_{LR}} \oplus C_{\mathcal{P}_e}\frac{\sigma\left(\mathcal{P}_e\right)}{\mathcal{P}_e} \approx 0.3\%, \tag{7}$$

где $C_{\mathcal{P}_e} = -C_{\mathcal{A}_{LR}} \approx 0.44$. Значение 0.3% получено для одного сезона работы эксперимента, степени поляризации $\mathcal{P}_e = 0.8$ и в предположении о том, что точность измерения ограничена статистической неопределенностью измерения асимметрии $\mathcal{A}_{LR}$. Среднюю степень поляризации электронов $\mathcal{P}_e$ при этом необходимо контролировать с относительной точностью лучше 0.1%.

Лазерные мониторы поляризации могут обеспечить достаточную статистическую точность, однако систематическая неопределенность может составить серьезную проблему. Альтернативным решением является измерение $\mathcal{P}_e$ из анализа тех же данных, в которых измеряется асимметрия $\mathcal{A}_{LR}$. Такой подход, видимо, является оптимальным с точки зрения контроля систематических неопределенностей. Далее мы покажем, что процесс

$$e^+e^- \to J/\psi \to [\Lambda \to p\pi^-][\bar{\Lambda} \to \bar{p}\pi^+] \tag{8}$$

может быть использован для контроля $\mathcal{P}_e$.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ ПРОЦЕССА $e^+e^- \to J/\psi \to [\Lambda \to p\pi^-][\bar{\Lambda} \to \bar{p}\pi^+]$

Диаграмма процесса $e^+e^- \to J/\psi \to [\Lambda \to p\pi^-][\bar{\Lambda} \to \bar{p}\pi^+]$ показана на рис. 1. Описание этого процесса содержит следующие компоненты:

- Лептонный ток с поляризованным электроном

$$j^\mu_e \equiv \bar{v}_{-\xi}\gamma^\mu u_\xi = \sqrt{s}\,(0, \xi\cos\theta, i, -\xi\sin\theta)\,, \tag{9}$$

  где $\xi = \pm 1$ обозначает удвоенную спиральность электрона и ось z выбрана в направлении импульса Λ.

- Вершина $J/\psi \to \Lambda\bar{\Lambda}$ описывается двумя формфакторами

$$-ie_g\bar{u}_\Lambda(p_1)\Big[G^\psi_M\gamma^\mu - - \frac{2m_\Lambda}{Q^2}\left(G^\psi_M - G^\psi_E\right)Q^\mu\Big]v_{\bar{\Lambda}}(p_2), \tag{10}$$

  где p_1 и p_2 обозначают импульсы Λ и $\bar{\Lambda}$ соответственно и $Q \equiv p_1 - p_2$.

- Вершина распада $\Lambda \to p\pi^-$ ($\bar{\Lambda} \to \bar{p}\pi^+$)

$$\bar{u}_p\left[A + B\gamma^5\right]u_\Lambda, \quad (\bar{v}_{\bar{\Lambda}}\left[A' + B'\gamma^5\right]v_{\bar{p}}). \tag{11}$$

Выражение для дифференциального сечения получается посредством свертки лептонного и адронного тензоров:

$$\frac{d\sigma}{d\zeta} \propto L^{\mu\nu}H_{\mu\nu} \propto a(\zeta) + \xi b(\zeta), \tag{12}$$

где ζ обозначает набор из пяти кинематических параметров, количество которых соответствует размерности фазового пространства. Симметричная часть лептонного тензора не зависит от поляризации, в то время как его антисимметричная часть пропорциональна спиральности электрона:

$$L^{\mu\nu} \equiv (j^\nu_e)^\dagger j^\mu_e = k_+{}^\mu k_-{}^\nu + k_-{}^\mu k_+{}^\nu - - \frac{s}{2}g^{\mu\nu} - \xi i\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}k_{-\alpha}k_{+\beta}, \tag{13}$$

где k_- (k_+) обозначает импульс электрона (позитрона). Детали вычислений приведены в работе [8], здесь же мы сразу приведем результат.

Дифференциальное сечение (12) зависит от четырех параметров:

$$\alpha \equiv \frac{s\left|G^\psi_M\right|^2 - 4m_\Lambda{}^2\left|G^\psi_E\right|^2}{s\left|G^\psi_M\right|^2 + 4m_\Lambda{}^2\left|G^\psi_E\right|^2}, \tag{14}$$

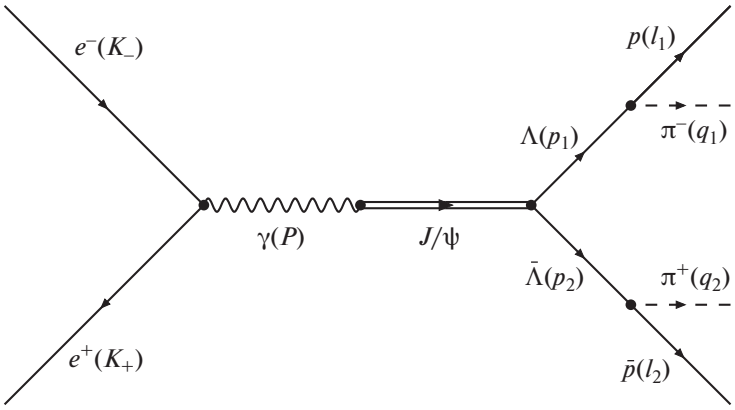

Рис. 1. Диаграмма процесса $J/\psi \to [\Lambda \to p\pi^-][\bar{\Lambda} \to \bar{p}\pi^+]$.

$$\Delta\Phi \equiv \arg\left(\frac{G_E^\psi}{G_M^\psi}\right), \quad \alpha_1, \quad \alpha_2,$$

где α_1 и α_2 — параметры распада $\Lambda \to p\pi^-$ и $\bar{\Lambda} \to \bar{p}\pi^+$ соответственно. Эти параметры измерены в эксперименте BESIII [10]:

$$\Delta\Phi = (42.4 \pm 0.6 \pm 0.5)^\circ, \tag{15}$$
$$\alpha = 0.461 \pm 0.006 \pm 0.007,$$
$$\alpha_1 = 0.750 \pm 0.009 \pm 0.004,$$
$$\alpha_2 = -0.758 \pm 0.010 \pm 0.007.$$

Явный вид сечения (12) удобно записывать в комбинированной системе отсчета, показанной на рис. 2, а в качестве кинематических переменных выбрать: полярный угол (θ) импульса Λ в системе центра масс; полярный и азимутальные углы (θ_1 и ϕ_1) импульса протона в системе покоя Λ; аналогичные параметры (θ_2 и ϕ_2) для антипротона определены в системе $\bar{\Lambda}$. Таким образом,

$$\zeta = \{\cos\theta, \cos\theta_1, \phi_1, \cos\theta_2, \phi_2\}, \tag{16}$$
$$d\zeta = d\cos\theta d\Omega_1 d\Omega_2, \quad \Omega_i = d\cos\theta_i d\phi_i.$$

Функции a и b в этих переменных имеют следующий вид:

$$a(\zeta) = \mathcal{F}_0 + \alpha\mathcal{F}_5 + \tag{17}$$
$$+ \alpha_1\alpha_2\left(\mathcal{F}_1 + \sqrt{1-\alpha^2}\cos(\Delta\Phi)\mathcal{F}_2 + \alpha\mathcal{F}_6\right) +$$
$$+ \sqrt{1-\alpha^2}\sin(\Delta\Phi)\left(\alpha_1\mathcal{F}_3 + \alpha_2\mathcal{F}_4\right),$$

где

$$\mathcal{F}_0 = 1, \quad \mathcal{F}_1 = \sin^2\theta\sin\theta_1\sin\theta_2\cos\phi_1\cos\phi_2 +$$
$$+ \cos^2\theta\cos\theta_1\cos\theta_2,$$
$$\mathcal{F}_2 = \sin\theta\cos\theta(\sin\theta_1\cos\theta_2\cos\phi_1 +$$
$$+ \cos\theta_1\sin\theta_2\cos\phi_2),$$
$$\mathcal{F}_3 = \sin\theta\cos\theta\sin\theta_1\sin\phi_1,$$
$$\mathcal{F}_4 = \sin\theta\cos\theta\sin\theta_2\sin\phi_2,$$
$$\mathcal{F}_5 = \cos^2\theta, \quad \mathcal{F}_6 = \cos\theta_1\cos\theta_2 -$$
$$- \sin^2\theta\sin\theta_1\sin\theta_2\sin\phi_1\sin\phi_2,$$

и

$$b(\zeta) = (1+\alpha)(\alpha_1\mathcal{G}_1 + \alpha_2\mathcal{G}_2) + \tag{19}$$
$$+ \sqrt{1-\alpha^2}\cos(\Delta\Phi)\left(\alpha_1\mathcal{G}_3 + \alpha_2\mathcal{G}_4\right) +$$
$$+ \sqrt{1-\alpha^2}\alpha_1\alpha_2\sin(\Delta\Phi)\mathcal{G}_5,$$

где

$$\mathcal{G}_1 = \cos\theta\cos\theta_1, \quad \mathcal{G}_2 = \cos\theta\cos\theta_2,$$
$$\mathcal{G}_3 = \sin\theta\sin\theta_1\cos\phi_1, \quad \mathcal{G}_4 = \sin\theta\sin\theta_2\cos\phi_2,$$
$$\mathcal{G}_5 = \sin\theta\left(\sin\theta_1\cos\theta_2\sin\phi_1 + \cos\theta_1\sin\theta_2\sin\phi_2\right).$$

Результат (17) был получен в работе [11]; часть дифференциального сечения (19), связанная с поляризацией электронов, впервые опубликована в работе [8].

За год работы эксперимента на Супер С-тау-фабрике будет зарегистрировано около $0.8 \times 10^9\varepsilon_{\text{det}}$ событий процесса (8), где ε_{det} — эффективность регистрации. Описывая измеренное угловое распределение с помощью выражения (12), можно измерить формфакторы (14) и степень поляризации $\mathcal{P}_e$. Идея этого подхода была изучена с помощью простого Монте-Карло-моделирования. Оптимизация параметров модели выполнялась с помощью небинированного метода максимального правдоподобия. В табл. 1 приведены результаты для трех рассмотренных процедур:

1. Пятимерный анализ без поляризации ($\mathcal{P}_e = 0$);
2. Пятимерный анализ с поляризацией ($\mathcal{P}_e = 0.8$);
3. Трехмерный анализ с поляризацией ($\mathcal{P}_e = 0.8$).

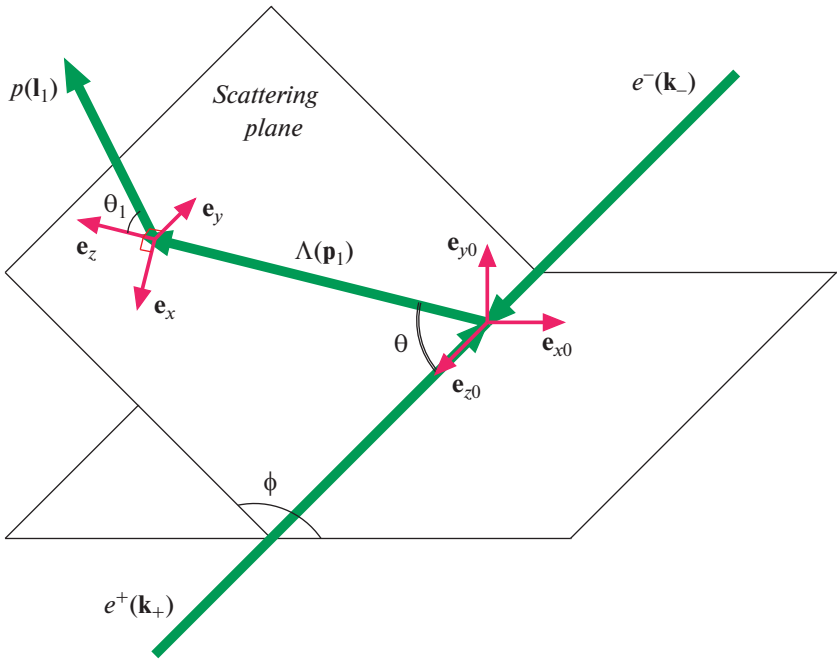

Рис. 2. Комбинированная система отсчета. Базис $(e_{x_0}, e_{y_0}, e_{z_0})$ определен в системе центра масс и фиксирован, орт e_{z_0} направлен вдоль пучка электронов. Базис (e_x, e_y, e_z) определен в системе Λ следующим образом: $e_z = p_1/|p_1|$, $e_y = \frac{1}{\sin\theta}\left(e_z \times \frac{k_-}{|k_-|}\right)$, $e_x = e_y \times e_z$.

Процедура 3 основана на возможности проведения анализа с частичной реконструкцией событий, при которой регистрируется только один из Λ-барионов (для отбора необходимых событий можно использовать массу отдачи). В этом случае мы приходим к трехмерному дифференциальному сечению

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta d\Omega_1} \propto 1 + \alpha\cos^2\theta + \\ + \alpha_1\sqrt{1-\alpha^2}\sin(\Delta\Phi)\sin\theta\cos\theta\sin\theta_1\sin\phi_1 + \\ + \xi\Big[(1+\alpha)\alpha_1\cos\theta\cos\theta_1 + \\ + \alpha_1\sqrt{1-\alpha^2}\cos(\Delta\Phi)\sin\theta\sin\theta_1\cos\phi_1\Big], \tag{21}$$

которое получается после интегрирования выражения (12) по $d\Omega_2$.

Процедура 2 обеспечивает статистическую точность измерения степени поляризации $\mathcal{P}_e$ на уровне 10^{-4}, заведомо достаточную для измерения $\sin^2\theta_{\text{eff}}$. Процедура 3 также позволяет получить достаточную точность измерения $\mathcal{P}_e$. Обратим внимание на то, что процедура 3 позволяет измерить все четыре параметра (14) только при наличии поляризации.

Следствием наличия поляризации является увеличение точности измерения формфакторов (14) в процедуре 2 по сравнению с процедурой 1. Сильнее всего уменьшаются неопределенности параметров α_1 и α_2, что имеет ясное объяснение. В отсутствие поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ выступают в роли поляриметров друг для друга; с поляризованным пучком дифференциальное сечение распада каждого бариона несет более полную информацию, позволяя развязать корреляции и увеличить точность. Действительно, в процедуре 1 коэффициент корреляции между α_1 и α_2 равен 0.9, в то время как в процедуре 2 он равен -0.1. Поляризация, таким образом, значительно увеличивает чувствительность к CP-нарушающему параметру

$$A_\Lambda \equiv \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{\alpha_1 - \alpha_2}. \tag{22}$$

В рамках Стандартной модели $A_\Lambda \lesssim 0.5 \times 10^{-4}$. За один сезон работы эксперимента при $\mathcal{P}_e = 0.8$ этот

Таблица 1. Статистическая точность измерения степени поляризации $\mathcal{P}_e$ и формфакторов (14), соответствующая одному сезону работы эксперимента на Супер С-тау-фабрике

Процедура	$\sigma\,(10^{-4})$			
	$\mathcal{P}_e$	α	$\Delta\Phi$, рад	α_i
5D анализ при $\mathcal{P}_e = 0$	–	1.5	3.1	2.8
5D анализ при $\mathcal{P}_e = 0.8$	1.3	1.2	1.6	0.9
3D анализ при $\mathcal{P}_e = 0.8$	4.3	1.2	2.4	3.4

параметр может быть ограничен на уровне $1.2 \times \times 10^{-4}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперимент на Супер С-тау-фабрике с поляризованным пучком предоставляет уникальную возможность измерить слабое взаимодействие c-кварка при передаче импульса $m_{J/\psi}c$. В данной работе был описан метод измерения $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ в пике J/ψ, с помощью которого может быть достигнута относительная статистическая точность 0.3%. Столь прецизионное измерение неизбежно поставит вопросы, касающиеся контроля систематических неопределенностей. Подробный анализ факторов, которые необходимо будет учесть, еще предстоит выполнить. Обсуждение этих вопросов начато в работе [8].

Распад (8) может служить инструментом для прецизионного контроля средней поляризации электронов. В то же время измерение формфакторов барионов и поиск нарушения CP-симметрии в их распадах представляют самостоятельный интерес. Наличие поляризованного пучка усиливает эту часть физической программы эксперимента. Дальнейший анализ физики барионов с поляризованным пучком, включая каскадные распады и распады очарованных барионов, будет являться естественным развитием описанных в данной работе результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961).
2. M. Tanabashi *et al.* (Particle Data Group), https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001, Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018), and 2019 update, https://pdg.lbl.gov
3. ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collabs., LEP Electroweak Working Group, SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups (S. Schael *et al.*), https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.12.006; Phys. Rept. **427**, 257 (2006).
4. J. Erler and R. Ferro-Hernández, https://doi.org/10.1007/JHEP03(2018)196; JHEP **1803**, 196 (2018) [https://arxiv.org/abs/-1712.09146; arXiv: 1712.09146 [hep-ph]].
5. K. S. Kumar, S. Mantry, W. J. Marciano, and P. A. Souder, https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-102212-170556, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **63**, 237 (2013) [https://arxiv.org/abs/1302.6263; arXiv: 1302.6263 [hep-ex]].
6. А. Е. Бондарь (от имени Коллаборации проекта Супер-чарм-тау-фабрики), ЯФ **76**, 1132 (2013) [Phys. At. Nucl. **76**, 1072 (2013)].
7. Q. Luo and D. Xu, in *Proceedings of the 9th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2018), Vancouver, BC Canada, 2018*, p. MOPML013.
8. A. Bondar, A. Grabovsky, A. Reznichenko, A. Rudenko, and V. Vorobyev, https://doi.org/10.1007/JHEP03(2020)076; JHEP **2003**, 076 (2020) [https://arxiv.org/abs/1912.09-760; arXiv: 1912.09760 [hep-ph]].
9. Ю. И. Сковпень, И. Б. Хриплович, ЯФ **30**, 589 (1979).
10. BESIII Collab. (M. Ablikim *et al.*), https://doi.org/10.1038/s41567-019-0494-8, Nature Phys. **15**, 631 (2019) [https://arxiv.org/abs/1808.08917; arXiv: 1808.08917 [hep-ex]].
11. G. Fäldt and A. Kupsc, https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.06.011; Phys. Lett. B **772**, 16 (2017) [https://arxiv.org/-abs/1702.07288; arXiv: 1702.07288 [hep-ph]].

THE WEINBERG ANGLE MEASUREMENT AT A SUPER CHARM–TAU FACTORY WITH POLARIZED BEAM

V. Vorobyev[1)]

[1)] *Budker Institute of Nuclear Physics of Siberian Branch Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia*

Measurement of the effective weak mixing angle θ_{eff} in an experiment at Super charm–tau factory is discussed. A method for measuring the average electron beam polarization via angular analysis of the $J/\psi \to [\Lambda \to p\pi^-][\bar{\Lambda} \to \bar{p}\pi^+]$ decay is proposed. The parameter $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ can be measured with relative precision better than 1% given the collider luminosity 10^{35} cm^{-2}s^{-1} and polarization level 0.8. This precision is enough to observe the shift of the $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ relative to the value at Z peak.