

КОГЕРЕНТНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ $(K^+\pi^0)$ -СИСТЕМЫ НА ЯДРАХ МЕДИ В ПУЧКЕ ЗАРЯЖЕННЫХ КАОНОВ НА УСТАНОВКЕ ОКА

В. С. Буртовой *

Институт физики высоких энергий Национального исследовательского центра
«Курчатовский институт», Протвино, Россия

На статистике $\sim 5 \cdot 10^9$ взаимодействий положительно заряженных каонов с ядрами меди проведено выделение когерентных событий с определением числа кулоновских и сильных взаимодействий и соответствующих им сечений. Получена разность фаз между кулоновской и сильной амплитудами.

The detection of coherent $(K^+\pi^0)$ -pairs was made in collisions of $\sim 5 \cdot 10^9$ K^+ mesons with copper nuclei in the OKA detector. The number of electromagnetic and strong coherent events, as well as cross sections, was counted here. The difference between electromagnetic and strong phases was also measured.

PACS: 13.75.Jz; 29.40.Mc

ВВЕДЕНИЕ

Для когерентных взаимодействий заряженных каонов с ядром, происходящих без изменения внутреннего состояния последнего, характерны малые значения квадрата переданного ядру 4-импульса t . При эффективных массах образовавшихся $(K^+\pi^0)$ -пар, близких к $0,9 \text{ ГэВ}/c^2$, основной вклад в амплитуду когерентного взаимодействия дают диаграммы с промежуточным $K^*(892)$ -мезоном в s -канале [1, 2]. Такое образование $K^*(892)$ -мезона может проходить как в электромагнитном, так и в сильном поле ядра. Амплитуда кулоновского когерентного взаимодействия пропорциональна величине заряда ядра Ze и обратно пропорциональна t . Помимо вкладов в амплитуду взаимодействия от промежуточных мезонов предсказывается аномалия Весса–Зумино–Виттена [3, 4] по образованию $(K^+\pi^0)$ -пары в электромагнитном поле ядра.

*E-mail: Vladimir.Burtovoy@ihep.ru

ВЫДЕЛЕНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ СОБЫТИЙ

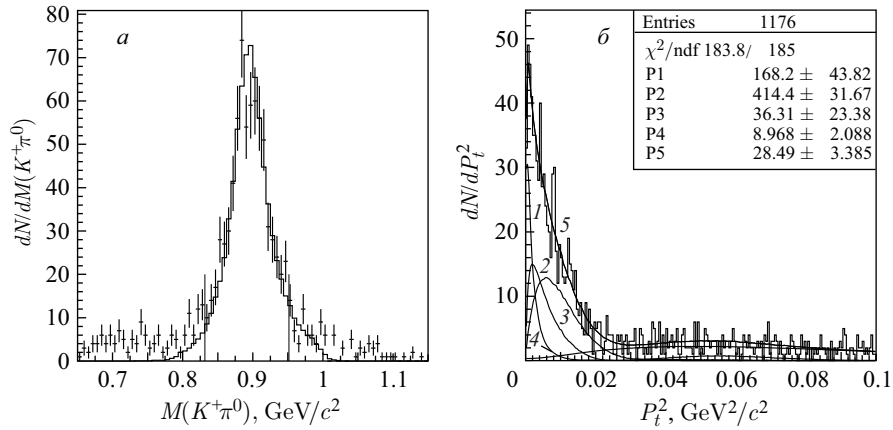
В установке ОКА пучок положительно заряженных каонов с импульсом 17,7 ГэВ/с взаимодействовал с медной мишенью толщиной 2 мм и диаметром 10 см. Мишень располагалась внутри распадного объема, оснащенного охранной системой. Изучались взаимодействия с одним заряженным треком в конечном состоянии и двумя γ -квантами, зарегистрированными детектором GAMS2000. Для эффективного выделения вторичного каона в черенковском счетчике, наполненном воздухом при атмосферном давлении, накладывалось условие на его импульс $P_{sK} > 7$ ГэВ/с. По данным измерений векторов импульсов пучкового и вторичного каонов вычислялись координаты вершины взаимодействия. Предполагалось, что зарегистрированные два γ -кванта образовались в этой вершине. Для выделения когерентных каон-ядерных взаимодействий с образованием $K^*(892)$ -мезона без разрушения ядра изучались события, удовлетворяющие следующим условиям:

$$\begin{aligned} 110 < M(\gamma\gamma) < 160 \text{ МэВ}/c^2, \quad 832 < M(K^+\pi^0) < 952 \text{ МэВ}/c^2, \\ |dE| < 1 \text{ ГэВ}, \quad -1090 < Z_{vtx} < -1030 \text{ см}, \quad P_t^2 < 0,025 \text{ ГэВ}^2/c^2, \\ \cos \theta_{GJ} > -0,7, \quad P_{cm} < 160 \text{ или } P_{cm} > 240 \text{ МэВ}/c, \\ 0,4 < |\Phi_{TY}| < 2,5, \quad E_{gs} < 40 \text{ МэВ}, \quad E_{bgd} < 100 \text{ МэВ}, \end{aligned}$$

где $M(\gamma\gamma)$ — эффективная масса двух γ -квантов; $M(K^+\pi^0)$ — эффективная масса ($K^+\pi^0$)-пары; неупругость $dE = E_{K^+} + E_{\pi^0} - E_b$, где E_{K^+} — энергия вторичного каона; E_b, E_{π^0} — энергии пучкового каона и вторичного пиона; Z_{vtx} — z -координата вершины распада; P_t — проекция импульса ($K^+\pi^0$)-пары на плоскость, перпендикулярную импульсу пучкового каона; θ_{GJ} — угол Готфрида–Джексона; Φ_{TY} — угол Треймана–Янга; P_{cm} — импульс заряженного пиона в системе покоя пучкового каона. Отбор по P_{cm} применялся для подавления фона от распада $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$, и при его вычислении вторичному треку приписывалась масса заряженного пиона. E_{gs} и E_{bgd} — суммарное энерговыделение в охранной системе распадного объема и в боковом γ -детекторе соответственно.

После применения этих отборов было получено распределение по эффективной массе ($K^+\pi^0$)-пары (рис. а), где хорошо виден пик от $K^*(892)$ -мезона. Для сравнения показано распределение смоделированных когерентных событий при тех же отборах. Аналогично получено распределение по P_t^2 экспериментальным путем (рис. б). Оно фитировалось функцией вида

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dP_t^2} = p_1 Y_C(P_t^2) + p_2 Y_S(P_t^2) + 2\sqrt{p_1 p_2 Y_C(P_t^2) Y_S(P_t^2)} \cos(p_3 + \Delta\psi(P_t^2)) + \\ + p_4 P_t^2 \exp(-p_5 P_t^2) U(P_t^2) + \frac{dN_d}{dP_t^2}, \quad (1) \end{aligned}$$



а) Распределение по эффективной массе ($K^+\pi^0$)-пары для смоделированных событий (сплошная гистограмма) и для событий детектора (точки с ошибками). б) Распределение по P_t^2 и результаты фита функцией (1): 1 — вклад от кулоновских когерентных событий; 2 — вклад от когерентных событий сильного взаимодействия; 3 — вклад от их интерференции; 4 — фон от каонных распадов и от некогерентных взаимодействий; 5 — сумма всех четырех вкладов

где p_1, p_2, p_3, p_4, p_5 — параметры фита; $Y_C(P_t^2)$ и $Y_S(P_t^2)$ — отнормированные на единицу смоделированные распределения для когерентных кулоновских и сильных взаимодействий соответственно. При моделировании таких событий полагалась зависимость от P_t^2 для когерентного кулоновского сечения $d\sigma_C/dP_t^2 \sim P_t^2|F_C|^2/(P_t^2 + P_L^2)^2$ и для когерентного сечения сильного взаимодействия $d\sigma_S/dP_t^2 \sim P_t^2|F_S|^2$, где P_L — проекция импульса ($K^+\pi^0$)-пары на направление импульса пучкового каона, $\psi(P_t^2)$ — разность фаз между комплексными функциями формфакторов ядра $F_C(P_t^2)$ и $F_S(P_t^2)$ для кулоновского и сильного взаимодействий [5–7]. Функция $U(P_t^2)$ входит в выражение для некогерентного фона [8] и учитывает взаимодействия пучковых каонов и образовавшихся $K^*(892)$ -мезонов с нуклонами ядра [9]. Вклад в фон от распадов пучковых каонов dN_d/dP_t^2 определялся на статистике без мишени.

При таком выражении для фитируемой функции (1) параметры p_1 и p_2 равны числу когерентных кулоновских событий ($p_1 = N_C = 168,2^{+43,5}_{-44,2}$) и числу когерентных событий сильного взаимодействия ($p_2 = N_S = 414,4^{+32,1}_{-31,2}$). Разность фаз между кулоновской и сильной амплитудой составляет $p_3 = \Delta\phi = 36,3^{+16,9}_{-29,8}(\circ)$, что согласуется с предсказанием теории Редже [10] $\Delta\phi_R = 50,4^\circ$.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ

Сечения когерентного кулоновского и сильного взаимодействий каонов с ядрами меди вычислялись по формуле

$$\sigma_{\text{coh}} = \frac{m_{\text{Cu}} N_{\text{coh}} 10^6}{\rho d \varepsilon_{\text{coh}} \varepsilon N_{K^+}} [\text{мкб}], \quad (2)$$

где m_{Cu} — масса ядра меди; N_{coh} — количество зарегистрированных когерентных $K^*(892)$ -мезонов; ρ — плотность меди; d — толщина медной мишени; ε_{coh} — эффективности регистрации когерентных $K^*(892)$ -мезонов, которые определялись из смоделированных распределений для $Y_C(P_t^2)$ и $Y_S(P_t^2)$. И они составляют $\varepsilon_C = (6,217 \pm 0,008)\%$ и $\varepsilon_S = (6,287 \pm 0,008)\%$; $\varepsilon = 0,936$ — эффективность отборов $E_{\text{gs}} < 40$ МэВ и $E_{\text{bgd}} < 100$ МэВ; N_{K^+} — количество попавших на мишень пучковых каонов. Оно определялось с помощью сравнения распределений для смоделированных и зарегистрированных распадов $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ в диапазоне z -координаты вершины распада $-1900 < Z_{\text{vtx}} < -1500$ см:

$$N_{K^+} = N_t R_o (R_{\text{nd}} + R_{\text{rd}}) \frac{R_{\text{tg}}}{\text{Br}}, \quad (3)$$

где $N_t = 4,6 \cdot 10^6$ — полное количество смоделированных распадов; $R_o = N_{\text{ex}}/N_{\text{mc}} = 0,21$ — отношение количества распадов в экспериментально полученном распределении к количеству распадов в смоделированном распределении; $R_{\text{nd}} = 0,64$ — доля нераспавшихся каонов; $R_{\text{rd}} = 0,21$ — доля каонов, распавшихся после прохождения мишени; $R_{\text{tg}} = 0,99$ — доля распадов с x - и y -координатами вершины, лежащими на диске мишени; $\text{Br} = 0,2066$ — вероятность распада $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$. Тогда получаем $N_{K^+} \simeq 4,9 \cdot 10^9$.

Имея количество зарегистрированных $K^*(892)$ -мезонов в когерентных событиях электромагнитного взаимодействия N_C , по формуле (2) получаем сечение $\sigma_C = 34,9_{-9,2}^{+9,0}$ мкб, для когерентных событий сильного взаимодействия N_S сечение составляет $\sigma_S = 84,9_{-6,4}^{+6,6}$ мкб.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rogalёв Р. Н.* // ЯФ. 2001. Т. 64. С. 72;
Rogalyov R. N. // Phys. At. Nucl. 2001. V. 64. P. 68.
2. *Буртовой В. С.* // ЯФ. 2013. Т. 76. С. 488;
Burtovoy V. S. // Phys. At. Nucl. 2013. V. 76. P. 450.
3. *Wess J., Zumino B.* // Phys. Lett. B. 1971. V. 37. P. 95.
4. *Vysotsky M. I., Gemchugov E. V.* arXiv:hep-ph/1512.04438. 2015.

5. *Gevorkyan S. et al.* // Phys. Rev. D. 2009. V. C80. P. 055201; arXiv:hep-ph/0903.4715. 2009.
6. *Faldt G.* // Phys. Rev. B. 1970. V. 2. P. 846.
7. *Faldt G.* // Nucl. Phys. B. 1972. V. 43. P. 591.
8. *Bemporad C. et al.* // Nucl. Phys. B. 1973. V. 51. P. 1.
9. *Gevorkyan S. et al.* arXiv:hep-ph/0908.1297. 2009.
10. *Gevorkyan S. et al.* Primex Note 45. 2007; www.jlab.org/primex.