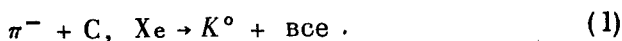


СЕЧЕНИЕ РОЖДЕНИЯ K^0 -МЕЗОНОВ, ВЫЛЕТАЮЩИХ ПОД БОЛЬШИМИ УГЛАМИ В ЛАБ. СИСТЕМЕ ИЗ ЯДЕР УГЛЕРОДА И КСЕНОНА

Г.А.Лексин, А.В.Смирнитский

Измерено инклюзивное сечение рождения K^0 -мезонов, вылетающих под большими углами в лаб. системе из ядер С и Хе под действием π^- -мезонов с импульсом 2,9 ГэВ/с. Спектры K^0 -мезонов удовлетворительно описываются инвариантной функцией $f = Ed^3\sigma/d^3p = C \exp[-T/T_0]$ во всем диапазоне углов $\theta_{\text{лаб}} > 47^\circ$ и импульсов $p_{\text{лаб}} > 150$ МэВ/с. Параметр наклона T_0 меняется от 12 ± 14 МэВ при $47^\circ < \theta_{\text{лаб}} < 60^\circ$ до 40 ± 5 МэВ при $120^\circ < \theta_{\text{лаб}} < 180^\circ$. Параметр C в пределах ошибок от угла не зависит.

Продолжая [1, 2] изучение глубоконеупругих ядерных реакций, приводящих к рождению нейтральных странных частиц, мы получили новые данные по инклюзивному рождению K^0 -мезонов, вылетающих под большими углами в лаб. системе в реакции



Отбор K^0 -мезонов с большими углами вылета в лаб. системе уменьшает примесь K^0 -мезонов из реакции на квазисвободном нуклоне, увеличивая, тем самым, долю рожденных в глубоконеупругом ядерном взаимодействии. Такой подход к выделению глубоконеупругого ядерного взаимодействия в нашем случае тем более справедлив, так как угловое распределение K^0 -мезонов в системе ЦИ π^-p имеет резкий максимум вперед, – в направлении налетающего π^- -мезона; напротив, такое же распределение для K^0 -мезонов, вылетающих из ядер – существенно изотропнее (см., например [3]).

K^0 -мезоны, вылетающие в реакции (1) под углом $\theta_{\text{лаб}} > 47^\circ$ (что соответствует углу вылета в системе ЦИ π^-p большему, чем $\sim 90^\circ$) и с импульсом $p_{\text{лаб}} > 150$ МэВ/с регистрировались в 120 – л пропанксеноновой камере ИТЭФ [4], помещенной в магнитное поле 18,6 кгс. Камера экспонировалась на пучке π^- -мезонов с импульсом 2,9 ГэВ/с. Всего на 200000 кадров обнаружено 354 сл. распада $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Эти случаи уже использовались нами для анализа приборной асимметрии при определении поляризации кумулятивных Λ^0 -гиперонов [2] (47° – в наших условиях предельный угол для рождения Λ^0 -гиперонов на свободном покоящемся нуклоне).

На рис. 1 представлено сечение рождения K^0 -мезонов – $\sigma_{\text{C, Xe}}$ с импульсом большим данного p_0 на эффективном ядре смеси. Справа даны еще две шкалы, одна из которых представляет среднюю множественность K^0 -мезонов $\langle n \rangle_{\text{C, Xe}} = \sigma_{\text{C, Xe}} / \sigma_{\text{C, Xe}}^{\text{in}}$, где $\sigma_{\text{C, Xe}}^{\text{in}}$ – полное

неупругое сечение взаимодействия π^- -мезонов с импульсом 2,9 ГэВ/с с эффективным ядром смеси $\sigma_{C, Xe}^{in} = (\sigma_C^{in} n_C + \sigma_{Xe}^{in} n_{Xe}) / (n_C + n_{Xe}) = 366 \pm 11$ мбн (здесь n_C и n_{Xe} — число ядер С и Хе в ед. объема, а σ_C^{in} и σ_{Xe}^{in} — полные неупругие сечения взаимодействия π^- -мезонов с ядрами С и Хе [5, 6]), а вторая — показывает долю от всех K^0 -мезонов $\langle n \rangle_{K^0} = \langle n \rangle_{C, Xe} / \langle n \rangle_{C, Xe}^{K^0}$, где $\langle n \rangle_{C, Xe}^{K^0}$ — средняя множественность всех K^0 -мезонов — ее мы приняли равной $5,2 \cdot 10^{-2}$ [7]. Примесь K^0 -мезонов, родившихся на квазисвободных нуклонах, не превосходит грубо говоря 40% для $\theta_{\text{лаб}} > 47^\circ$, 30% для $\theta_{\text{лаб}} > 60^\circ$ и 20% для $\theta_{\text{лаб}} > 90^\circ$.

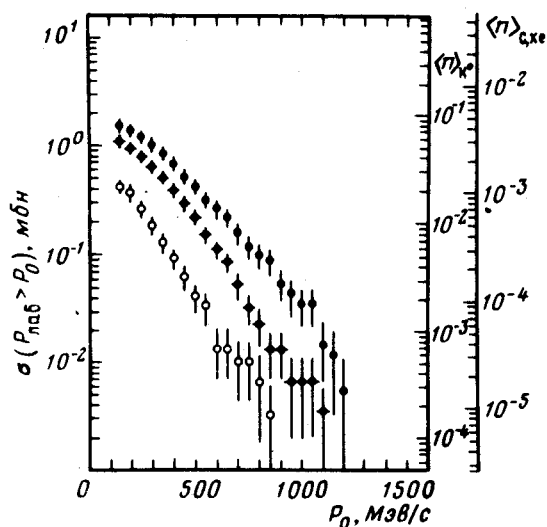


Рис. 1. Сечение рождения K^0 -мезонов с импульсом бóльшим данного P_0 на эффективном ядре смеси: ● — $\theta_{\text{лаб}} > 47^\circ$, ○ — $\theta_{\text{лаб}} > 60^\circ$, ● — $\theta_{\text{лаб}} > 90^\circ$

Спектры K^0 -мезонов представлены на рис. 2 в виде инвариантной функции $f = E d^3\sigma/d^3p$ (E — полная энергия K^0) для разных диапазонов углов вылета. Угловые распределения для разных импульсных диапазонов — на рис. 3. Стрелками показаны границы кумулятивной области для K^0 -мезонов: точки левее стрелок — вне кумулятивной области, правее — отвечают рождению кумулятивных K^0 -мезонов. K^0 -мезоны с импульсом $150 \text{ МэВ/с} < p_{\text{лаб}} < 300 \text{ МэВ/с}$ или углом вылета $47^\circ < \theta_{\text{лаб}} < 60^\circ$ почти все находятся вне области кумулятивности. Напротив, K^0 -мезоны с углом вылета $\theta_{\text{лаб}} > 120^\circ$ почти все кумулятивные. Никаких нерегулярностей на границе области кумулятивности мы не видим. Сплошными линиями на рис. 2 показана аппроксимация функции f в виде $f = C \exp[-T/T_0]$ для $p_{\text{лаб}} > 150 \text{ МэВ/с}$, т. е. включая некумулятивную область. Найлучшие параметры C и T_0 , и $\chi^2/\text{ст. св.}$ приведены в таблице в зависимости от угла вылета K^0 -мезонов в лаб. системе. Видно, что функция f всюду

1) Сведения о функции f для кумулятивных K^0 -мезонов в литературе отсутствуют. Есть данные для K^+ -мезонов [9].

удовлетворительно описывается экспонентой, характерной для кумулятивных частиц [8]¹⁾; параметр наклона T_0 сильно зависит от угла, а коэффициент C в пределах от угла не зависит.

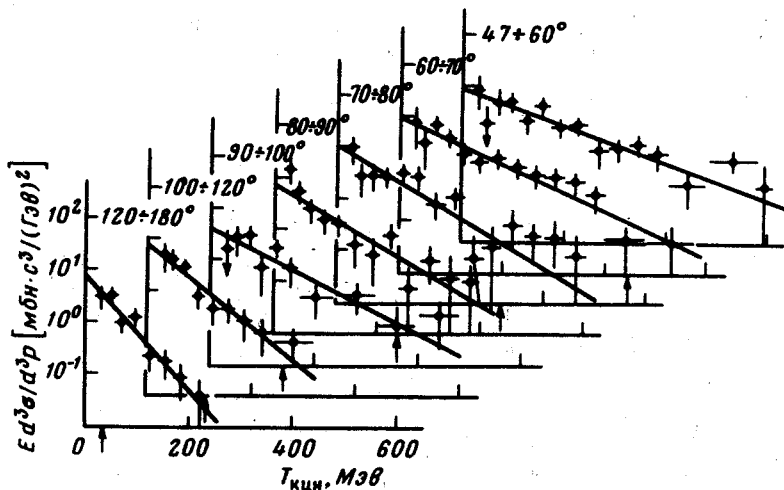


Рис. 2. Функция $f = Ed^3\sigma/d^3p$ K^0 -мезонов в зависимости от $T_{кин}$ для разных диапазонов углов вылета. Сплошные линии — аппроксимация в виде $f = C \exp[-T/T_0]$. Стрелками показаны границы области кумулятивности K^0 -мезонов

Диапазоны углов град	C мбн·с ³ /(ГэВ) ²	T_0 , МэВ	χ^2 / ст. св.
47 – 60	9 ± 2	124 ± 14	1,4
60 – 70	10 ± 2	97 ± 9	1,4
70 – 80	11 ± 3	73 ± 8	3,5
80 – 90	7 ± 3	77 ± 14	1,1
90 – 100	4 ± 2	86 ± 17	0,8
100 – 120	8 ± 3	56 ± 9	0,8
120 – 180	8 ± 3	40 ± 5	0,4

Помимо K^0 -мезонов мы регистрировали и вторичные протоны, рождающиеся на смеси ядер С и Хе вместе с K^0 -мезонами. Распределения по числу таких протонов для ядер С и Хе видимо сильно отличаются [10], что мы и попытались использовать для оценки доли K^0 -мезонов, вылетающих из ядер С и Хе отдельно. В соответствии с известными свойствами глубоко-неупругого ядерного взаимодействия (см., например, [11]), мы предположили, что протоны, вылетают независимым образом, и аппроксимировали распределение по числу протонов суммой двух распределений Пуассона. Таким способом мы определили как сред-

ние значения числа протонов для С и Хе, так и число случаев, вошедших в каждое из этих распределений Пуассона в отдельности – т. е. число K^0 -мезонов, вылетавших из С и из Хе. Зная, кроме того, содержание С и Хе в рабочем веществе камеры и сечения σ_C^{in} и σ_{Xe}^{in} можно попытаться оценить A -зависимость выхода K^0 -мезонов в виде $\sigma_A/\sigma_A^{in} \sim A^a$. Сделанная таким образом оценка не противоречит $a = 0$ для K^0 -мезонов с $\theta_{лаб} > 47^\circ$ и $P_{лаб} > 150$ МэВ/с.

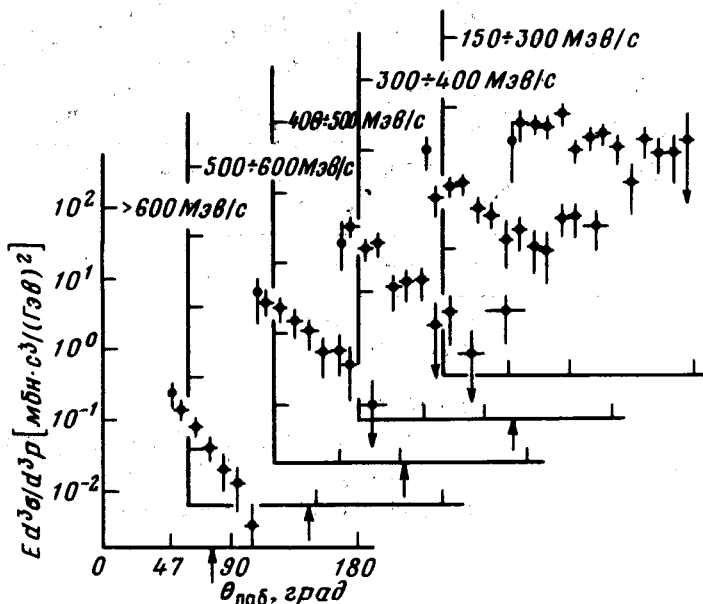


Рис. 3. Функция $f = Ed^3\sigma/d^3p$ K^0 -мезонов в зависимости от угла вылета для разных импульсных диапазонов. Стрелками показаны границы области кумулятивности K^0 -мезонов

В заключение мы хотели бы поблагодарить А.Г.Мешковского и сотрудников его лаборатории за предоставление пленок с пропан-ксеноновой камеры; И.И.Воробьева и Л.С.Новикова за большую помощь в организации и проведении работы.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
19 июня 1978 г.

Литература

- [1] И.И.Воробьев, Г.А.Лексин, Л.С.Новиков, А.В.Смирнитский. Письма в ЖЭТФ, 22, 390, 1975.
- [2] G.A.Leksin, A.V.Smirnitsky. Proceedings of the VII Int. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, Zurich, 1977; G.A.Leksin, A.V.Smirnitsky. Preprint ITEP-87, 1977.
- [3] Н.С.Амаглобели и др. Препринт ОИЯИ Р1-9513, 1976.

- [4] И.И.Першин и др. ПТЭ, №3, 43, 1967.
- [5] Л.В.Власов и др. ЯФ, 27, 413, 1978.
- [6] В.В.Бармин и др. Препринт ИТЭФ-22, 1977.
- [7] А.К.Поносов. Диссертация, Москва, 1970.
- [8] G.A.Leksin. Proceedings of the XVIII Int. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976; V.S.Stavinski. Proceedings of the XVIII Int. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976.
- [9] А.М.Балдин и др. ЯФ, 20, 1201, 1974.
- [10] A.V.Arefyev et al. Preprint ITER-18, 1978.
- [11] Л.С.Воробьев, В.Б.Гаврилов, П.В.Дегтяренко, В.И.Ефременко, Ю.М.Зайцев, Г.А.Лексин, Д.А.Сучков. Письма в ЖЭТФ, 26, 113, 1977; А.В.Арефьев и др. Препринт ИТЭФ-51, 1978.
-