

ВРЕМЯ ЖИЗНИ НЕЙТРАЛЬНОГО ПИОНА

В.И.Крышкин, А.Г.Стерлигов, И.П.Усов

В настоящей работе излагаются предварительные результаты эксперимента по исследованию фоторождения π^0 -мезонов в кулоновском поле ядра ("эффект Примакова") [1].

Связь сечения "эффекта Примакова" с временем жизни нейтрального пиона использовалась в работах [2 – 5] для определения времени жизни π^0 -мезона, τ_{π^0} . Точность данного метода ограничивается в основном угловым разрешением аппарата, которое в лучшем случае достигало $0,5^\circ$ [4].

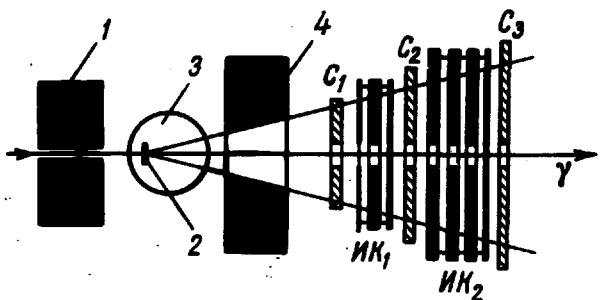


Рис.1. Расположение аппаратуры

Схема нашего опыта показана на рис. 1. Пучок тормозного излучения от электронного синхротрона "Сириус" с максимальной энергией 1,1 ГэВ через коллиматор 1 диаметром 1 мм попадал на свинцовую мишень 2 толщиной 0,1 мм. Мишень помещалась в поле магнита 3. Гамма-кванты от распавшегося мезона проходили конусообразное отверстие с раствором 32° в свинцовой защите 4. На расстоянии 51 см от мишени находилась искровая камера ИК₁ с двумя сантиметровыми зазорами, искровая камера ИК₂ имела три сантиметровых зазора. Искровые камеры содержали свинцовые пластинки с общим количеством материала около 5 радиационных единиц.

Сцинтилляционные счетчики С₂ и С₃ регистрировали электромагнитные ливни. Счетчик С₁ исключал срабатывание искровых камер от заряженных частиц. Счетчики имели органические сцинтилляторы в виде дисков толщиной 1 см. Диски набирались из двух секторов для счетчиков С₁ и С₃ и из четырех секторов для счетчика С₂. Искровые камеры и сцинтилляционные счетчики устанавливались по оси пучка и имели

отверстия – канал для прохождения тормозных гамма-квантов. Отверстия в наружных пластинах искровых камер заклеены майларовой пленкой.

На рис. 2 приведена схема электроники, управляющей высоковольтным питанием искровых камер и кинокамерой РФК-5. Сигналы с анодов ФЭУ-30 через формирователи Φ , схемы "ИЛИ" и сумматор Σ поступали на схему отбора 1, запускающую триггер T в том случае, когда со счетчика C_3 сигнал приходил одновременно с двумя сигналами со счетчика C_2 и отсутствовал сигнал со счетчика C_1 . Триггер T через раздвоитель импульсов 2 включал импульсное питание искровых камер и кинокамеру.

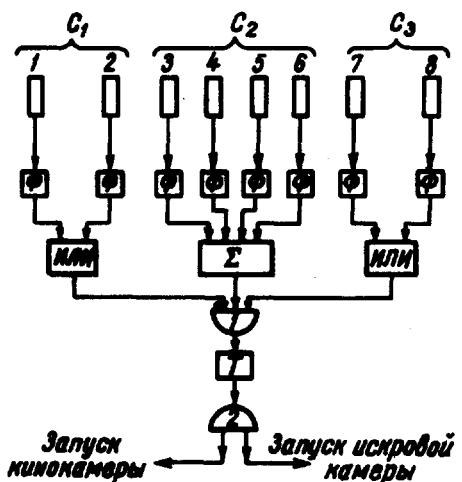


Рис.2. Блок-схема электроники

Фотографировались две проекции треков в искровых камерах и отбирались кадры, на которых отсутствовали следы в первом зазоре ИК₁, во втором зазоре было два следа, в ИК₂ имелось 2 ливня, каждый из которых соответствовал энергии не ниже 400 Мэв. Энергия оценивалась по калибровочной кривой, полученной из предварительных измерений на магнитном спектрометре. По координатам распадных гамма-квантов находился их угол разлета ϕ и угол θ между осью тормозного пучка и биссектрисой угла ϕ . Отбрасывались события с $\phi < \phi_{min}$, который определяется из соотношения

$$\sin(\phi_{min}/2) = \mu/E,$$

где ϕ_{min} – минимальный угол разлета распадных гамма-квантов для π^0 -мезона с массой μ и энергией $E \approx 1,1$ Гэв. События с $\phi < \phi_{min}$ связаны с некоррелированными гамма-квантами от двойного рождения π^0 -мезонов на ядре. Они имели равномерное угловое распределение.

Их вклад составлял около 5% и вычитался из распределений биссектрис.

Из-за изотропности распада π^0 -мезонов в системе покоя мезона угол разлета распадных гамма-квантов меняется от ϕ_{min} до 180° и отклонение полета π^0 -мезонов от биссектрисы определяется выражением

$$\cos\delta = (\cos\phi/2)/\beta,$$

где β – скорость π^0 -мезона.

В работе [6] показано, что если распределение биссектрис разложить по полиномам Лежандра

$$d\sigma_{бис}/d\Omega = \sum_{l=1}^n a_l P_l(\cos\theta_{бис}),$$

затем коэффициенты разложения разделить на величину

$$\xi_n = \frac{1}{\beta} \int_{\cos\phi_{max}}^1 \frac{(1-\beta^2)uP_n(u)}{\sqrt{1-u^2(1-\beta^2u^2)^{3/2}}} du,$$

где $u = \cos\delta$, то полученное разложение

$$d\sigma_{\pi^0}/d\Omega = \sum_{l=1}^n (a_l / \xi_l) P_l(\cos\theta_{\pi^0})$$

будет описывать распределение мезонов.

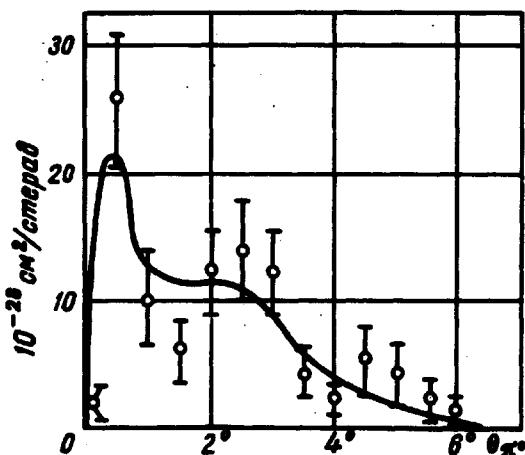


Рис.3. Распределение биссектрис для $\phi = \phi_{min}$

Для проверки данного метода было построено распределение биссектрис для $\phi = \phi_{min}$ (рис. 3, сплошная кривая получена методом наименьших квадратов с учетом эффективности аппаратуры) и для $\phi > \phi_{min}$: в пределах статистических ошибок они совпали.

Для части обработанного материала (800 событий) было построено распределение π^0 -мезонов и проведено сравнение с набором теоретических сечений [7], из которого определена величина

$$\tau_{\pi^0} = (0,900 \pm 0,073) \cdot 10^{-16} \text{ сек.}$$

Таким образом, данная аппаратура позволила снять распределение π^0 -мезонов с угловым разрешением $\Delta\theta = 7^\circ$, четко выделить пики Кулоновского и когерентного рождения и определить время жизни нейтрального мезона с точностью $\pm 8\%$. Для сравнения в таблице приведены наиболее точные значения времени жизни π^0 -мезона.

Время жизни π^0 -мезона, 10^{-16} сек	Литература
$0,73 \pm 0,105$	[4]
$0,60 \pm 0,08$	[5]
$0,89 \pm 0,18$	[8]
$0,900 \pm 0,073$	Данная работа

Проводится обработка всего материала, включающая полный анализ экспериментальных данных.

Авторы искренне благодарны доктору К.Бемпораду (Италия, Пиза) за полезное обсуждение.

Научно-исследовательский институт
ядерной физики
при Томском политехническом институте

Поступило в редакцию
20 января 1969 г.
После переработки
25 февраля 1969 г.

Литература

- [1] H. Primakoff. Phys. Rev., 81, 899, 1951.
- [2] G. Davidson. Bull. Am. Phys. Soc., 5, 71, 1960.
- [3] A. V. Tollestrup. Proc. of the 1960 Annual International Conference at Rochester. p. 27.
- [4] G. Bellettini, C. Bemporad, P. L. Braccini, L. Foa. Nuovo Cim., 40, 1139, 1965.
- [5] M. Braunschweig, W. Braunschweig, D. Husmann, K. Lübelsmeyer, D. Schmitz. Phys. Lett., 26B, 405, 1968.

- [6] W. B. Richards. Ph. D. Thesis. UCRL- 16196.
- [7] G. Morpurgo. Nuovo Cim., 31, 569, 1964.
- [8] A. H. Rosenfeld, N. Barash-Schmidt, A. Barbaro-Galtieri et al.
UCRL-8030.
-