

РАЗДЕЛЕНИЕ ПОПЕРЕЧНОЙ И ПРОДОЛЬНОЙ КОМПОНЕНТ СЕЧЕНИЯ ЭЛЕКТРООБРАЗОВАНИЯ ПИОНОВ НА ПРОТОНЕ У ПОРОГА

Н.Г.Афанасьев, А.С.Есаулов, А.М.Пилипенко
Ю.И.Титов

В работе приведены результаты неупругого рассеяния электронов на протоне у порога при $k^2 = 5 \phi^{-2}$. Определены величины $|E_{0+}|^2$ и $|S_{0+}|^2$, из которых получены значения аксиально-векторного формфактора нуклона и формфактора пиона.

Ряд экспериментальных работ по электрообразованию пионов на протоне у порога показал применимость алгебры токов совместно с гипотезой PCAC и позволил определить аксиально-векторный формфактор нуклона G_A . Однако, во всех предыдущих измерениях определялась сумма вкладов поперечной σ_t и продольной σ_l составляющих виртуального фотона. В данной работе впервые приводятся результаты их разделения при переданном импульсе $k^2 = 5,0 \phi^{-2}$. Это по существу явилось реализацией нового метода определения формфактора пиона F_π , предложенного ранее [1, 2].

Эксперимент был поставлен на Харьковском линейном ускорителе электронов. Измерение спектров неупруго рассеянных электронов осуществлялось при помощи магнитного анализатора и многоканального телескопа с общим захватом по импульсам 12,5% [3].

Для разделения σ_t и σ_l измерения должны проводиться при фиксированных k^2 и инвариантной массе πN -системы W , но при различных значениях фактора поляризации виртуального фотона ϵ . Причем, чем шире интервал поляризаций, тем выше точность в определении σ_t и σ_l . В области у порога электрообразования пионов вклад в σ_t и σ_l определяется, главным образом, s -волной и сечение можно охарактеризовать пределом [2]¹⁾:

$$\lim_{q^* \rightarrow 0} \frac{1}{q^*} \frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE_2} = \Gamma_l \frac{M}{WK} [|E_{0+}|^2 + \epsilon k^2 |S_{0+}|^2], \quad (1)$$

где Γ_l - поток виртуальных фотонов; K - энергия эквивалентного фотона; M - масса нуклона; q^* - 3-импульс пиона в системе центра инерции; E_{0+} , S_{0+} - поперечный и продольный мультиполи S -волны. Из величины предела определяется пороговое значение суммы мультиполей $A(k^2, \epsilon) = |E_{0+}|^2 + \epsilon k^2 |S_{0+}|^2$.

Для нахождения по методу наименьших квадратов варьируемого параметра $A(k^2, \epsilon)$ сечение описывалось при помощи соотношения (1), к которому вводилась радиационная поправка [4]. Кроме этого, учиты-

¹⁾ Значения E_{0+} и S_{0+} отличаются от соответствующих величин [2] множителем $\alpha = 1/137$.

валась поправка на угловой захват ($\pm 2^\circ$), захват по импульсу в каждом канале ($\pm 1,25\%$) и линейную протяженность жидководородной мишени (50 мм). В обработку включались точки со значением 3-импульса пиона в системе центра инерции $q^* < 140$ Мэв/с. В этих условиях требовался учет вклада p -волны, который мы рассчитывали в борновском приближении для нерезонансных мультиполей. Вклад резонанса рассчитан с использованием значений δ_{33} , полученных в фазовом анализе πN -рассеяния.

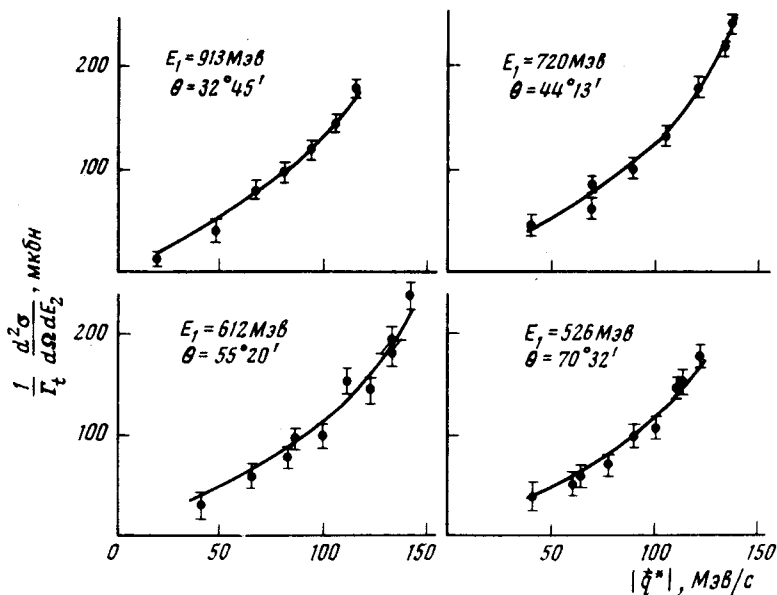


Рис. 1. Сечение электрообразования пионов в зависимости от 3-импульса пиона в системе центра инерции. Кривые – результаты наилучшей подгонки

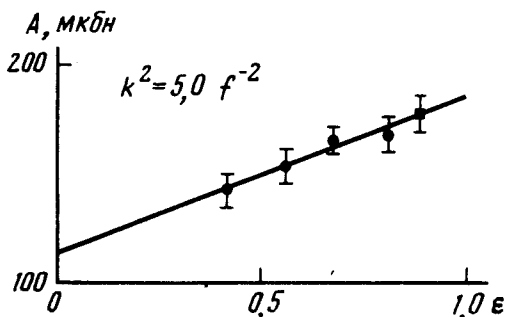


Рис. 2. Зависимость $A = |E_\bullet +|^2 + \epsilon k^2 |S_\bullet +|^2$ от параметра поляризации виртуального фотона

Результаты измерений приведены на рис. 1. К экспериментальным данным введена радиационная поправка на экспериментальное разрешение. Значения $A(k^2, \epsilon)$, полученные из этих спектров, приведены на рис. 2 в зависимости от параметра поляризации ϵ . Точка, показанная квадратом, получена путем обработки одного из спектров, изме-

ренных нами ранее при помощи другой аппаратуры [5]. Прямая проведена по методу наименьших квадратов и дает значения $|E_{\sigma^+}|^2 = 114 \pm 15 \text{ мкбн}$ и $|S_{\sigma^+}|^2 = 370 \pm 120 \text{ мкбн} \cdot \Gamma \text{эв}^{-2}$. Отношение вкладов продольной и поперечной составляющих $k^2 |S_{\sigma^+}|^2 / |E_{\sigma^+}|^2 = 0,63 \pm 0,20$. Согласно модели [2], являющейся псевдовекторным борновским приближением с дисперсионными поправками, из полученных значений $|E_{\sigma^+}|^2$ и $|S_{\sigma^+}|^2$ следует $G_A = 0,71 \pm 0,04$; $F_{\pi} = 0,90 \pm 0,16$.

Величина аксиально-векторного формфактора нуклона хорошо согласуется с данными других групп при $k^2 = 5,0 \text{ ф}^{-2}$. При этом сам метод определения G_A из E_{σ^+} обладает меньшими модельными неопределенностями так как нет необходимости в каких-либо предположениях о продольной компоненте сечения.

Полученное нами значение F_{π} лежит выше, чем следует из поведения изовекторного формфактора нуклона F_1^V и модели ρ -доминантности. Это может говорить о меньшем радиусе пиона. Более определенные выводы могут быть сделаны лишь при исследовании поведения F_{π} в некотором интервале k^2 . Такую информацию мы надеемся получить в ближайшее время.

Авторы благодарны Р.В.Ахмерову, Е.С.Степуле и Е.М.Смелову за участие в измерениях и А.С.Омелаенко за полезные консультации и расчеты мультиполей для p -волны.

Поступила в редакцию
1 сентября 1975 г.

Литература

- [1] B. de Tollis, F. Nicolo. Nuovo Cim., 48A, 281, 1967.
- [2] G. Benfatto, F. Nicolo, G. C. Rossi. Nuovo Cim., 14A, 425, 1973.
- [3] Ю.И.Титов, А.С.Есаулов и др. Сб. "Вопросы атомной науки и техники", серия "Физика высоких энергий", Вып. 3 (12), Харьков, ФТИ АН УССР, 47, 1974.
- [4] L.W. Mo, J.S. Tzai. Rev. Mod. Phys., 41, 205, 1969.
- [5] Ю.И.Титов, Н.Ф.Северин, Н.Г.Афанасьев и др. Письма в ЖЭТФ, 12, 186, 1970.