

С 346
С-306
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

2 - 4282

В.Б.Семикоз

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО РАДИУСА ПИОНА
И РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ К πe -РАССЕЯНИЮ

Специальность 041 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание учёной
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1989

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник С.М.Биленький.

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник Л.Д.Соловьев;
кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник В.Г.Гришин.

Ведущее научно-исследовательское учреждение - Московский инженерно-физический институт.

Автореферат разослан " " 1969 г.
Защита диссертации состоится " " 1969 г. на заседании Ученого совета Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований, г.Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ.

Учёный секретарь Совета
кандидат физико-математических наук

А.А.Кузнецов

2 - 4282

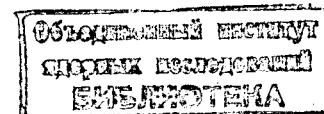
В.Б.Семикоз

5820 67.
5820 85

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО РАДИУСА ПИОНА
И РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ К πe -РАССЕЯНИЮ

Специальность 041 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук



Определение электромагнитного формфактора π -мезона является важной задачей, которая привлекает внимание как экспериментаторов, так и теоретиков.

К настоящему времени предложен целый ряд методов определения пионного формфактора в области пространственно-подобных переданных импульсов: изучение электророждения π^+ -мезонов^{/1,2/}, сравнение сечений рассеяния π^+ и π^- -мезонов α -частицами^{/3,4/}, упругое πe -рассеяние^{/5,6/}.

В последних опытах по электророждению π^+ -мезонов на протонах ($e p \rightarrow e p \pi^+$)^{/2/} было получено значение электромагнитного радиуса π -мезона

$$r_{\pi} = 0,8 \pm 0,1 \text{ ф} \quad (1)$$

(электромагнитный радиус протона $r_p = 0,79 \text{ ф}$).

Из сравнения сечений упругого рассеяния заряженных пионов α -частицами^{/4/} была указана верхняя граница радиуса $r_{\pi} < 0,9 \text{ ф}$.

Во времениподобной области значений передач q^2 модуль формфактора $F_{\pi}(q^2)$ определялся из опытов на встречных электрон-позитронных пучках^{/7/}. Результаты этих опытов использовались для определения радиуса пиона r_{π} с помощью аналитического продолжения формфактора в пространственно-подобную область.

Во всех указанных выше процессах значение электромагнитного радиуса согласуется с предсказанием ρ -доминантной модели ($r_\pi = 0,83 \cdot \phi$).

Однако эти результаты существенно зависят от теоретических моделей. Поэтому требуются прямые опыты по измерению радиуса π -мезона.

Наиболее прямым методом определения электромагнитного формфактора $F_\pi(q^2)$ в пространственноподобной области значений q^2 является изучение упругого πe -рассеяния. (Здесь q^2 - квадрат 4-импульса, переданного электрону).

В области малых q^2 формфактор и радиус r_π связаны соотношением

$$F_\pi(q^2) = 1 - \frac{q^2 r_\pi^2}{6} \quad (2)$$

Из формулы (2) видно, что для получения значительного отклонения формфактора от единицы необходимо иметь пучки π -мезонов высоких энергий. Например, при энергии пучка $E = 50$ Гэв, величина $\Delta = 1 - F_\pi^2(q^2)$, определяющая отличие рассеяния физического π -мезона от рассеяния точечного пиона ($F_\pi = 1$), достигает 19% для $r_\pi = 0,8 \phi$.

Однако измеренное в опыте сечение $\sigma_{\text{экс}}(\theta)$ оказывается меньше вычисленного $\sigma_{\text{точечн}}(\theta)$ (когда π -мезон считается точечным) не только из-за наличия формфактора пиона, но и за счёт радиационных поправок.

Так как при высоких энергиях радиационные поправки оказываются значительными^{8,9/}, то их учёт является крайне существенным при определении электромагнитного радиуса r_π .

В настоящей диссертации рассматривается целый ряд вопросов, связанных с определением формфактора π -мезона в пространственноподобной области. В главе I диссертации вычислены радиационные поправки к упругому πe -рассеянию

для эксперимента, в котором измеряются энергия и угол электрона отдачи^{9/}.

Существует 4 типа диаграмм, дающих вклад в радиационные поправки. Это диаграммы:

- 1) с двухфотонным обменом;
- 2) связанные с перенормировкой мезонной вершины;
- 3) соответствующие перенормировке электронной вершины;
- 4) отвечающие тормозному излучению электроном и π -мезоном ненаблюдаемых γ -квантов.

Упругая часть радиационных поправок (диаграммы 1 + 3) не зависит от выбора кинематических условий. Вычисленная без учёта сильных взаимодействий, эта часть поправок совпадает с соответствующим результатом работы^{8/}. При этом показано, что вклад диаграмм 1) и 2) существенно меньше вклада диаграмм 3) и 4) (в указываемых ниже кинематических условиях примерно в 10 раз). Оценка по ρ -доминантной модели вклада сильных взаимодействий в виртуальный комптон-эффект на π -мезоне (диаграммы 1)) не изменяет этого соотношения.

Тем самым показано, что комптоновским вкладом в сумме с еще меньшим вкладом диаграмм 2) можно пренебречь при определении пионного радиуса из сечения πe -рассеяния.

В тормозном излучении π -мезона и интерференции его с излучением электрона вычислен главный вклад, происходящий от первого, пропорционального $\frac{1}{\omega}$ члена в разложении амплитуды в ряд по энергии фотона ω . Показано, что вкладом последующих членов можно пренебречь. В этом приближении неупругая часть радиационных поправок (диаграммы 4)) пропорциональна сечению упругого πe -рассеяния в низшем порядке по константе тонкой структуры α , что позволяет ввести формфактор пиона.

В результате сечение πe -рассеяния с точностью до членов порядка α^3 может быть представлено в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0^{e\ell}}{d\Omega} F_{\pi}^2 (q^2) \left(1 + \frac{\alpha}{\pi} \delta_F \right) \quad (3)$$

где $\frac{d\sigma_0^{e\ell}}{d\Omega}$ - сечение рассеяния точечного π -мезона электроном; радиационная поправка δ_F не содержит комптоновского вклада δ_k , радиационной поправки $\delta_{e\ell}^{\pi}$, связанной с перенормировкой мезонной вершины, а также поправочных членов в тормозном излучении π -мезона ($\delta^{\pi}(1)$) и в интерференции излучений электрона и пиона ($\delta^{e\pi}(1)$). Здесь $\delta(1)$ - вклады, не пропорциональные упругому сечению.

Показана существенная роль ошибки в измерении угла, что является следствием кинематики рассматриваемого процесса. Разработан последовательный метод учёта ошибок в измерении угла и энергии частиц отдачи. До сих пор в работах по радиационным поправкам (см., например [8,10]) сталкивались с ситуацией, когда одной из указанных ошибок можно пренебречь.

На ЭВМ были получены численные результаты для энергий пионного пучка 50 + 60 Гэв при различных значениях переданного импульса. Погрешность в измерении энергии электрона отдачи менялась в пределах 1% + 7%, погрешность в измерении угла фиксировалась $\Delta\theta = 0,2 \text{ mrad}$.

В прилагаемой таблице приводятся результаты для энергии пучка $E = 50 \text{ Гэв}$.

Величина $\frac{\alpha}{\pi} \delta$ - полная радиационная поправка (включающая δ_k и $\delta_{e\ell}^{\pi}$), вычисленная в приближении точечного π -мезона.

Таблица

Радиационные поправки к упругому πe -рассеянию в случае регистрации энергии и угла электрона отдачи.

Энергия пучка $E = 50 \text{ Гэв}$

ЭНЕРГИЯ ЭЛЕКТРОНА В ГЭВ-	20	22	24	26	28	30	32	34
ПОГРЕШНОСТЬ В ИЗМЕРЕНИИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНА В ПРОЦЕНТАХ								
$\pi^- e$	1,0 -9,32	-9,20	-9,11	-9,06	-9,06	-9,16	-9,46	-10,32
	2,5 -9,67	-9,56	-9,49	-9,48	-9,56	-9,83	-10,20	-9,05
	4,0 -9,98	-9,71	-9,36	-8,95	-8,48	-7,96	-7,37	-6,70
	5,5 -7,99	-7,76	-7,48	-7,14	-6,76	-6,32	-5,81	-5,22
	7,0 -6,75	-6,52	-6,25	-5,93	-5,57	-5,15	-4,66	-4,10
$\frac{\alpha}{\pi} \delta (\%)$								
$\pi^+ e$	1,0 -10,87	-11,16	-11,53	-12,03	-12,69	-13,61	-14,99	-17,42
	2,5 -11,29	-11,60	-12,01	-12,58	-13,37	-14,55	-16,06	-15,51
	4,0 -11,66	-11,77	-11,84	-11,88	-11,91	-11,93	-11,95	-12,00
	5,5 -9,20	-9,30	-9,40	-9,48	-9,55	-9,62	-9,69	-9,77
	7,0 -7,65	-7,73	-7,80	-7,86	-7,92	-7,98	-8,04	-8,10
$\pi^- e$	1,0 -8,55	-8,44	-8,36	-8,32	-8,34	-8,48	-8,82	-9,74
	2,5 -8,90	-8,79	-8,73	-8,74	-8,84	-9,15	-9,66	-8,46
	4,0 -9,20	-8,94	-8,60	-8,21	-7,76	-7,26	-6,71	-6,11
	5,5 -7,19	-6,96	-6,69	-6,38	-6,02	-5,61	-5,14	-4,61
	7,0 -5,93	-5,71	-5,45	-5,15	-4,81	-4,42	-3,98	-3,48
$\frac{\alpha}{\pi} \delta_F (\%)$								
$\pi^+ e$	1,0 -11,93	-12,23	-12,62	-13,12	-13,78	-14,69	-16,05	-18,45
	2,5 -12,34	-12,67	-13,10	-13,67	-14,46	-15,63	-17,12	-16,54
	4,0 -12,72	-12,85	-12,93	-12,98	-13,01	-13,02	-13,03	-13,03
	5,5 -10,28	-10,40	-10,51	-10,60	-10,67	-10,73	-10,78	-10,82
	7,0 -8,75	-8,85	-8,93	-9,00	-9,05	-9,10	-9,13	-9,16

В главе II диссертации рассматривается рассеяние π^- -мезона поляризованными электронами^{/11/}. Если представить амплитуду рассматриваемого процесса в виде разложения по константе тонкой структуры α

$$M = M_2 + M_4 + \dots, \quad (4)$$

то нетрудно убедиться в том, что вклад в поляризацию дает интерференция M_2 с мнимой частью M_4 . Последняя с помощью соотношения унитарности вплоть до порога реакции $\pi^- e \rightarrow 2e$ (≈ 57 Гэв) может быть представлена в форме интеграла от произведения амплитуд $\pi^- e$ -рассеяния в порядке α . Таким образом, поляризация полностью определяется электромагнитным радиусом π^- -мезона r_π

Окончательное выражение для поляризации электронов имеет следующий вид:

$$P = \frac{\alpha \eta_\pi m E_\pi \sin \theta \operatorname{tg} \frac{2\theta}{2} \left[\ln \sin \frac{2\theta}{2} + \frac{2}{3} r_\pi^2 \frac{E_\pi^2}{q_\pi^2} \cos^2 \frac{\theta}{2} (2 + \operatorname{tg} \frac{2\theta}{2} \ln \sin \frac{2\theta}{2}) \right]}{2E \left| \vec{q}_\pi \right| \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{m^2 E_\pi^2}{E^2 q_\pi^2} \right)} \quad (5)$$

Здесь \vec{q}_π , E_π - импульс и полная энергия π^- -мезонов в с.ц.и., E - полная энергия электрона и π^- -мезона в с.ц.и., θ - угол рассеяния в с.ц.и. (угол между начальным и конечным импульсами π^- -мезона), m - масса электрона, $\eta_\pi = 1$ в случае рассеяния π^+ -мезона электронами и $\eta_\pi = -1$ в случае $\pi^- e$ -рассеяния.

На рис. 1 приведены значения поляризаций $P \cdot 10^3$ при энергии π^- -мезонов 50 Гэв в интервале углов рассеяния в с.ц.и. от 170° до 180° . Верхняя кривая соответствует точно-му π^- -мезону ($r_\pi = 0$), нижняя - $r_\pi = 1$ ф.

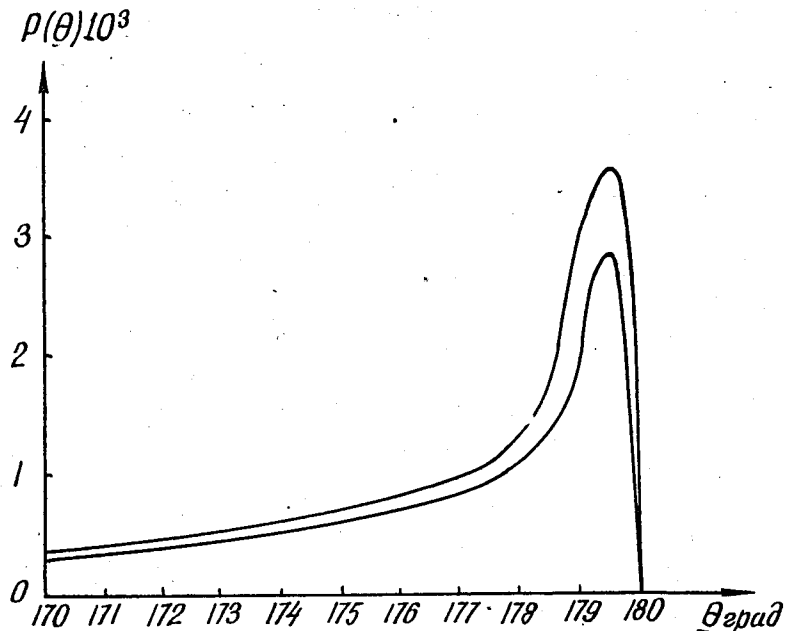


Рис. 1

Таким образом, принципиально возможно определить в этих опытах электромагнитный радиус π^- -мезона.

Глава III диссертации посвящена изучению электророждения ($e p \rightarrow e p \pi^+$) на поляризованной протонной мишени^{/12/}. В этом процессе нами вычислена асимметрия в рамках резонансной модели Фубини, Намбу, Ватагина.

Как известно, эта модель основывается на борновском приближении и предположении, что 33 резонанс (N^*) доминирует в дисперсионных интегралах. Показано, что в этой модели асимметрия, так же как и сечение на неполяризованной мишени^{/2/}, определяется электромагнитным формфактором π^- -мезона.

Причём асимметрия в электророждении $e p \rightarrow e p \pi^+$ оказывается более чувствительной к величине электромагнитного

радиуса π -мезона, чем сечение на неполяризованной мишени. Кроме этого, указан метод проверки используемой теоретической модели.

На рис. 2 приведены значения асимметрии ($|A| \cdot 10^2$) и величины Φ (пропорциональной сечению на неполяризованной мишени) в зависимости от кинетической энергии налетающего электрона T_L .

Численные расчёты проводились при значениях полной энергии мезона и нуклона в с.п.и. $W = 1236$ мэв, Φ фазы $\delta_{33} = \frac{\pi}{2}$ и квадрата фотонного 4-импульса $k^2 = 2,96 \text{ ф}^{-2}$.

В приложении А вычислен вклад "жестких" фотонов в неупругую часть радиационных поправок к πe -рассеянию.

В приложении Б вычислены некоторые типичные интегралы, дающие вклад в интерференцию тормозного излучения электрона с тормозным излучением пиона.

В приложении В показано, каким образом выделяются и сокращаются инфракрасные расходимости при вычислении поляризации электронов в упругом πe -рассеянии.

В приложении Г дается оценка вклада сильных взаимодействий в виртуальный комптон-эффект на π -мезоне (в πe -рассеянии с обменом двумя γ -квантами).

Основные результаты и выводы диссертации

1. Вычислены радиационные поправки для эксперимента, в котором измеряются энергия и угол электрона отдачи. Разработан метод учёта погрешностей обоих измеряемых параметров при вычислении вклада ненаблюдаемых тормозных фотонов в радиационные поправки к любому упругому процессу.

2. Вычислена асимметрия рассеяния π -мезонов на поляризованной электронной мишени. Показано, что асимметрия определяется электромагнитным радиусом π -мезона.

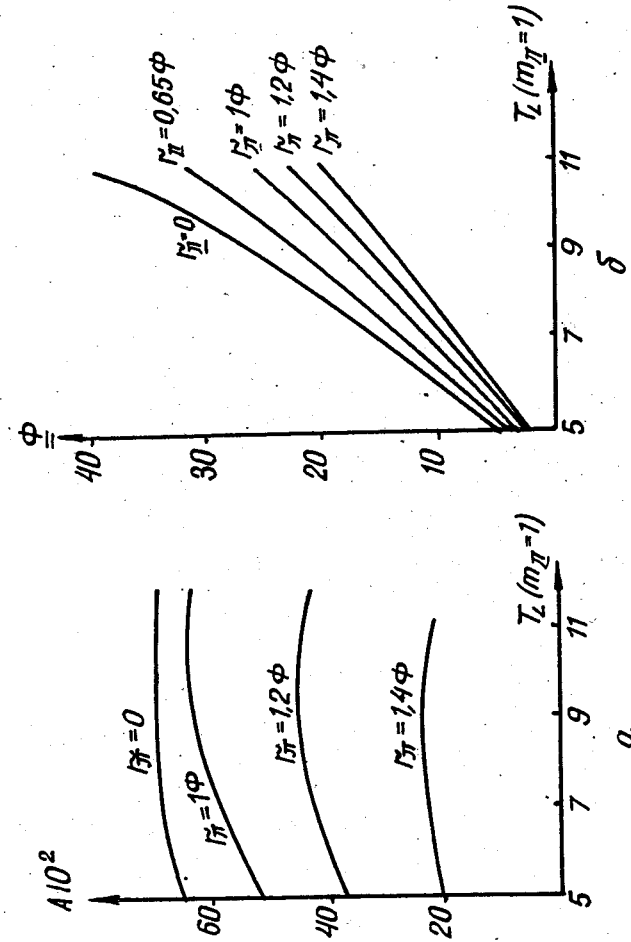


Рис.2

3. Вычислена асимметрия на поляризованной протонной мишени в процессе электророждения $e^- \rightarrow e^- \pi^+$. Показано, что асимметрия является более чувствительной к величине формфактора пиона, чем сечение на неполяризованной мишени. Предложен метод проверки используемой теоретической модели.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах/9,11,12/.

Л и т е р а т у р а

1. A.S.Fubini, Y.Nambu, V.Watagin. Phys. Rev., 111, 329, 1958.
2. C.W.Akerlof, W.W.Ash, K.Berkelman et al. Phys. Rev., 163, 1482, 1967.
3. M.M.Sternheim, R.Hofstadter. Nuovo Cim., 38, 1854, 1965.
4. M.N. Block, I.Kenyon, J.Keren et al. Phys. Rev., 169, 1074, 1968.
5. F.S.Growford. Phys. Rev., 117, 1119, 1960.
6. В.Г.Гришин, Э.П.Кистенев, Му Цзюнь. ЯФ, 2, 886, 1965.
7. V.L.Auslander, G.I.Budker, Iu.N.Pestov et al. Phys. Lett., 25B, 433, 1967.
8. J.Kahané. Phys. Rev., 135B, 975, 1964.
9. Д.Ю.Бардин, В.Б.Семикоз, Н.М.Шумейко. Препринт ОИЯИ P2-4177, 1968.
10. Y.S.Tsai-Phys. Rev., 122, 1898, 1961.
11. С.М.Биленький, В.Б.Семикоз. ЯФ, 7, 107, 1968.
12. В.Г.Горячкин, В.Б.Семикоз. ЯФ, 8, 776, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 февраля 1969 года.