

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

На правах рукописи

НОРАЙР ЛЕВОНОВИЧ ТЕР-ИСААКЯН

**ОБРАЗОВАНИЕ АДРОНОВ И ω -МЕЗОНОВ
В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ**

(на русском языке)

(01.04.02-Теоретическая и математическая физика)

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации, представленной на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

Технический редактор Абрамян А.С.

Заказ № 118

ВФ - 03278

Тираж 200

Отпечатано на ротационте

Ереванского физического института, Ереван 36, пер. Маркаряна 2

ЕРЕВАН— 1975

Работа выполнена в Ереванском физическом институте

Научные руководители: Доктор физико-математических наук,
профессор С.Г.Матинян,
кандидат физико-математических наук В.А.Хозе

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук В.Г.Горшков,
кандидат физико-математических наук О.В.Канчели

Ведущее учреждение - Институт Ядерной физики СО АН СССР

Автореферат разослан "22" апреля 1975г.

Защита диссертации состоится "27" мая 1975г.

на заседании Ученого Совета Ереванского физического
института в 14⁰⁰ час. в конференц зале Дома ученых
ЕрФИ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке
ЕрФИ (Дом ученых).

Отзывы в двух экземплярах просим высылать по адресу:
Ереван-36, ул.Маркаряна,2, ученому секретарю ЕрФИ.

Ученый секретарь
кандидат физ.-мат. наук

В.А.Шахбазян

- I -

I. В настоящее время усилился интерес к исследованию роли
электромагнитных взаимодействий в процессах неупругого взаимо-
действия адронов при высоких энергиях. Вклад электромагнитных
взаимодействий в сечения этих реакций при малых переданных им-
пульсах изучался в ряде работ (см.напр. [1-4]). Возможная роль
электромагнитного механизма в области больших переданных импуль-
сов (или больших поперечных импульсов P_{\perp} наблюдаемых частиц)
обсуждалась в работах [5-7] . Эти области взаимодействия ад-
ронов привлекают к себе внимание возможностью получения информа-
ции о ряде важных свойств элементарных частиц и их взаимодей-
ствий.

Процессы рождения адронов с большими P_{\perp} отражают струк-
туру и динамику взаимодействий на малых расстояниях. Интерес к
этим процессам особенно усилился в связи с последними экспери-
ментами на встречных кольцах ЦЕРН и на ускорителе в Бата-
вни (см. напр. [8]) по инклюзивному рождению частиц с больши-
ми P_{\perp} в pp-столкновениях, в которых была установлена слабая,
по-видимому, степенная зависимость от поперечного импульса при
 $P_{\perp} \geq 2$ Гэв, в отличие от экспоненциального закона при отно-
сительно малых P_{\perp} ($P_{\perp} = 1-2$ Гэв).

Другой интересный вопрос теории сильных взаимодействий -
асимптотическое поведение полных сечений взаимодействия адронов-
тесно связан со свойствами полюса Померанчука, в частности , с
поведением вершины взаимодействия трех полюсов Померанчука при
малых поперечных импульсах. Свойства этой вершины могут быть
изучены в экспериментах по инклюзивным реакциям в трехреджеон-
ной области [9-10] , которая характеризуется большими энер-
гиями, большими массами рождающихся пучков и малыми переданными

Необходимый обзорный материал изложен во введениях к каждой из глав, а отчасти и в основном тексте диссертации.

В предисловии кратко сформулированы цели, задачи и результаты диссертации.

В первой главе изучается роль электромагнитных взаимодействий в области больших поперечных импульсов и вычислены сечения ряда процессов электромагнитного рождения адронов в этой области

Во введении к первой главе - § I.1 - дан краткий обзор экспериментальной и теоретической ситуации по рождению частиц с большими поперечными импульсами. Показано, что в ряде моделей процессы электромагнитного рождения частиц с большими P_{\perp} характеризуются более медленным падением сечений с ростом P_{\perp} по сравнению с сильными процессами, и поэтому при достаточно больших P_{\perp} могут стать определяющими. Так например, в простейшей модели партонов электромагнитные сечения характеризуются зависимостью $E \frac{d\sigma}{d^3p} \sim \frac{1}{P_{\perp}^N}$ с $N = 4$, в отличие от $N = 8 \div 10$ чисто сильных процессах.

В § I.2 проведено модельно независимое рассмотрение процесса рождения двух пучков адронов за счет однофотонного обмена [6-7]

$$a_1 + a_2 \rightarrow X_1 + X_2 \quad (1)$$

Дифференциальное сечение этого процесса выражается через структурные функции $W_i(\nu, q^2)$, измеряемые в глубоко неупругом электроорождении.

В § I.3 рассмотрен инклюзивный процесс образования двух пучков адронов с выделенной частицей, в одном из них за счет однофотонного обмена [15]

$$a_1 + a_2 \rightarrow X_1 + X_2 + a \quad (2)$$

импульсами. Эффективная трехмеронная вершина, включающая в себя вклад померонных ветвлений, определялась из данных по инклюзивной реакции $pp \rightarrow pX$, полученных на встречных кольцах ЦЕРН в работах [11-12]. Как показано в [13], из существующих экспериментальных данных нельзя сделать однозначного вывода о поведении истинной трехмеронной вершины в области малых поперечных импульсов.

В связи с этим становится весьма важным детальное исследование электромагнитного механизма взаимодействия адронов в этих областях.

В экспериментах при высоких энергиях по e^+e^- -аннигиляции в адроны также может быть выяснен ряд важных вопросов. Результаты последних экспериментов по этой реакции (см. напр. [14]) не согласуются с рядом существующих теоретических представлений. В частности, обнаружены рост с энергией отношения полного сечения e^+e^- -аннигиляции в адроны к сечению аннигиляции в пару точечных частиц, для которого в ряде моделей предсказано постоянное значение, а также нарушение "скейлинга" в процессе e^+e^- -аннигиляции с выделенным адроном $e^+e^- \rightarrow Q + X$ (при $x \leq 0,5$).

Кроме того, в экспериментах при высоких энергиях возможен поиск новых частиц, например тяжелых лептонов и W -мезонов, существование которых предсказано в ряде моделей и может вызвать кординальное изменение наших представлений о физике слабых и электромагнитных взаимодействий.

II. Диссертация посвящена изучению электромагнитного механизма рождения адронов и W -мезонов при высоких энергиях. Диссертация состоит из четырех глав, введения и заключения.

Дифференциальное сечение этого процесса выражается через сечение инклюзивного фоторождения (с выделенной частицей a) поляризованными фотонами ($\sigma_u, \sigma_r, \sigma_L, \sigma_T$), которые измеряются в экспериментах по глубоко неупругому электророждению с выделенной частицей. Численные оценки, сделанные в модели партонов, показывают, что электромагнитные эффекты могут заметно проявиться в области поперечных импульсов наблюдаемой частицы $P_{\perp} \gg 20 \div 30 \text{ ГэВ}$

В § 1.4 рассмотрены поляризационные явления при рождении двух пучков адронов (I) [15]. Получены выражения для асимметрий, связанных с изменением на противоположные направления вектора поляризации ξ_i одной из начальных частиц

$$A = \frac{\sigma(\xi_1; \xi_2) - \sigma(\xi_1; -\xi_2)}{\sigma(\xi_1; \xi_2) + \sigma(\xi_1; -\xi_2)} \quad (3)$$

в асимптотике, задаваемой условиями $S \gg M_i^2; t \gg m^2$ (M_i - масса пучка X_i) для различных случаев пространственной ориентации ξ_i .

Во второй главе рассмотрены процессы электромагнитного рождения адронов с малыми поперечными импульсами.

Во введении, § 2.1 - дан краткий обзор работ в этой области. Рассмотрены процессы рождения одного пучка адронов

$$a_1 + a_2 \rightarrow a_1 + X \quad (4)$$

и двух пучков адронов (I) за счет однофотонного обмена в области малых переданных импульсов. Обсуждается возможность определяющей роли этих электромагнитных процессов в неупругом взаимодействии адронов при высоких энергиях.

В § 2.2 в однофотонном приближении рассмотрен процесс

$$a_1 + a_2 \rightarrow a_1 + a + X \quad (5)$$

Получена формула, связывающая дифференциальное сечение процесса (5) с дифференциальными сечениями фоторождения поляризованными фотонами

$$\gamma + a_2 \rightarrow a + X \quad (6)$$

σ_u и σ_r . Таким образом, изучение процесса (7) при малых переданных импульсах дает принципиальную возможность изучения сечений взаимодействия поляризованных γ -квантов с нестабильными частицами, например, π^- и K^- -мезонами.

Полученную формулу можно рассматривать как обобщение известной формулы Вайцзеккера и Вильямса, связывающей сечения рождения пучка частиц за счет однофотонного обмена (4) с полным сечением фоторождения [16-17]

$$\gamma + a_2 \rightarrow X \quad (7)$$

на случай больших масс рождающихся пучков ($M_X^2 \sim S$) и на случай, когда мы интересуемся угловым распределением образовавшихся частиц.

Исследована применимость полученной формулы для вычисления полного сечения процесса (4) в зависимости от асимптотического поведения соответствующего сечения фоторождения (7) $\sigma(M^2)$ при $M^2 \rightarrow \infty$, а также в зависимости от свойств частицы (a_1) и от соотношения масс участвующих в реакции частиц [18].

В § 2.3 обсуждается роль электромагнитных взаимодействий в трехмерной области [19]. Показано, что если трехмерная вершина \mathcal{J}_{PPP} обращается в нуль при обращении в нуль поперечных импульсов, передаваемых вдоль поперечных импульсов, то при асимптотических энергиях роль электромагнитных взаимодействий должна возрасти с ростом масс рождающихся пучков адронов. При современных энергиях вклад электромагнитных взаимодействий может

сравниться с сильным в области переданных импульсов $t \sim 10^{-4} (t_0 b)^2$.
Интересно, что электромагнитные поправки могут имитировать трех-
режеонные вершины g_{PPP} и g_{PPR} при $t \rightarrow 0$.

В третьей главе рассмотрено излучение жесткого фотона в
процессе e^+e^- -аннигиляции в адроны с выделенной частицей [20-21]

$$e^+ + e^- \rightarrow a + X + \gamma \quad (8)$$

Во введении - § 3.1 - кратко обсуждается теоретическая и
экспериментальная ситуация с реакцией e^+e^- -аннигиляции в адроны.

В § 3.2 получены точные формулы для дифференциального сече-
ния процесса (II), проинтегрированные по углу вылета фотона.

В § 3.3 проведен качественный анализ процесса (II) и показан-
о, что с ростом энергии этот процесс, при разумных предполо-
жениях относительно структурных функций $\overline{W}_i(\nu; q^2)$, описывающих
процесс инклюзивной e^+e^- -аннигиляции в адроны с выделенной
частицей

$$e^+ + e^- \rightarrow a + X \quad (9)$$

должен быть существенным. и его с необходимостью следует учиты-
вать при экспериментальном исследовании e^+e^- -аннигиляции в адроны.

Качественная причина преобладания процесса (8) заключается
в следующем. Если предположить ограниченность структурных функ-
ций $\overline{W}_i(\nu; q^2)$ при $q^2 \rightarrow \infty$, то дифференциальное сечение процесса
(9) при высоких энергиях ведет себя как $\frac{1}{S^2}$ (S - квадрат пол-
ной энергии в с.ц.м.). Причем один из множителей $\frac{1}{S}$ связан с
пропагатором виртуального фотона. В случае процесса с излучением
(8), инвариантная энергия, приходящаяся на виртуальный фотон,
определяется минимальным значением массы виртуального фотона в
рассматриваемой кинематике $q_{min}^2 = \frac{S(P_0 - P)}{\sqrt{S} - P_0 - P}$ (P_0 и P - энергия

и импульс наблюдаемого адрона). Поэтому отношение сечения
процесса с излучением фотона к сечению процесса без излучения
оказывается равным $\tau \sim d \frac{S}{q_{min}^2} \sim d \frac{\sqrt{S} P_0}{\mu^2}$. Если дополнительно
предположить ограниченность поперечных импульсов наблюдаемого
адрона, то полюса, связанные с электронными пропагаторами, ока-
зываются в физической области интегрирования, и сечение процес-
са (8) приобретает дополнительный множитель $\ln \frac{S}{m_e^2}$.

В § 3.4 получено выражение для инклюзивного сечения
процесса (8) с логарифмической точностью при малых поперечных
импульсах наблюдаемого адрона ($\frac{\mu^2}{P_1^2 + \mu^2} \ln \frac{S}{m_e^2} \gg 1$). Результат
представлен в виде интегралов от структурных функций $\overline{W}_i(\nu; q^2)$
по "скейлинговой" переменной $\omega = \frac{2\nu}{q^2}$.

Рассмотрены случаи рождения медленных ($2P_0 \ll \sqrt{S}$) и быс-
стрых ($2P_0 \sim \sqrt{S}$) частиц и приведены численные оценки. При
энергии начального электрона $E = 5$ Гэв в с.ц.м. получаем для
отношения сечения процесса с излучением к сечению без излучения

$$\tau \approx \frac{2}{P_1^2 + \mu^2} \quad (10)$$

а при $E = 10$ Гэв -

$$\tau \approx \frac{10}{P_1^2 + \mu^2} \quad (11)$$

Приведены также формулы для сечения излучения фотона в
случае процесса e^+e^- -аннигиляции в пару π -мезонов, который
должен играть основную роль при приближении энергии наблюдае-
мого адрона к начальной энергии ($2P_0 \rightarrow \sqrt{S}$).

В § 3.5 рассмотрена качественная картина рождения адронов в случае излучения жесткого фотона.

Полученные в этой главе результаты могут быть использованы для вычисления сечений излучения фотона начальными частицами при e^+e^- -аннигиляции в адроны. С этой целью в § 3.6 приведены необходимые выражения для структурных функций.

В четвертой главе рассмотрены процессы электромагнитного рождения W^- -мезонных пар.

В § 4.1 дан краткий обзор работ по расчету сечений рождения W^- -мезонов за счет слабых и электромагнитных взаимодействий.

В § 4.2 получены точные формулы для дифференциального по энергии фотона сечения процесса

$$e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^- + \gamma \quad (12)$$

при равном нулю аномальном магнитном моменте W^- -мезона γ . Для $\gamma = 0; \pm 1$ приведены асимптотические формулы [22].

В § 4.3 рассмотрено фоторождение W^- -мезонных пар на электроны [22]

$$\gamma + e \rightarrow W^+ + W^- + e \quad (13)$$

При $\gamma = 0$ получены точные формулы для дифференциального по импульсу конечного электрона сечения. Полные сечения получены в асимптотической области энергий при $\gamma = 0, \pm 1$. Показано, что при $\gamma = 0$ для получения полного сечения с логарифмической точностью ($\ln \frac{S}{m_e^2} \gg 1$) можно пользоваться методом Вайцаеккера-Вильямса (с учетом вклада в излучение виртуального фотона магнитного момента электрона). Полные сечения растут с энергией

как $\frac{S}{M^4} \ln \frac{S}{m_e^2}$ при $\gamma = 0, \pm 1$, и как $\frac{S}{M^6}$ при $\gamma = -1$ (M - масса W^- -мезона).

В § 4.4 рассмотрены процессы рождения W^- -мезонных пар в e^+e^- -столкновениях [23]

$$e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^- + e^+ + e^- \quad (14)$$

$$e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^- + \mu^+ + \mu^- \quad (15)$$

в асимптотической области энергий $S \gg M^2$ при $\gamma = 0$. Для расчета полных сечений (14) используется ковариантная формулировка метода ВВ. Сечение процесса (14) быстро растет с энергией

$$\sigma = \frac{5\alpha^2}{54\pi} \frac{S}{M^4} \ln^2 \frac{S}{m_e^2} \quad (16)$$

и при больших энергиях (вблизи унитарного предела) сравнивается с сечением аннигиляции

$$e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^- \quad (17)$$

В § 4.5 рассмотрены процессы фото- и электророждения W^- -мезонных пар на нуклоне и на ядре [18]

$$\gamma + N(A) \rightarrow N(A) + W^+ + W^- \quad (18)$$

$$e + N(A) \rightarrow e + N(A) + W^+ + W^- \quad (19)$$

Для получения асимптотических полных сечений использована обобщенная формула ВВ, полученная во II главе. Анализируется применимость этой формулы в зависимости от аномального магнитного момента W^- -мезона на основе свойств вершины взаимодействия W^- -мезона с фотоном.

Показано, что при $\gamma = 0$ методом ВВ можно пользоваться для вычисления полных сечений (18) рождения W^- -мезонов на нуклоне или ядре практически во всей области энергий. При $\gamma \neq 0$ метод ВВ в этом случае применим со степенной точностью лишь для

вычисления главных асимптотических членов, либо для вычисления сечений вблизи порога. Это связано с тем, что при сходе с массовой поверхности фотона при $\gamma \neq 0$ в сечение виртуального процесса ($\gamma^+ + \gamma^- \rightarrow W^+ + W^-$) наряду с главными членами $\frac{\Delta^2}{M^4}$ возникают члены вида $\frac{\Delta^2 t}{M^6}$ (Δ - полная энергия в с.ц.м. двух γ -квантов, t - квадрат 4-импульса виртуального фотона) в отличие от случая $\gamma = 0$. По этой же причине для случая рождения W -мезонов на точечной частице (I3-I4) при $\gamma \neq 0$ метод ВВ неприменим, а при $\gamma = 0$ применим с логарифмической точностью.

Улучшение применимости метода ВВ в случае процессов на частицах со структурой очевидно связано с обрезанием эффектом формфакторов.

Сечения рассмотренных в этом параграфе процессов, в силу степенного роста с энергией при достаточно больших энергиях оказываются сравнимыми и даже превосходящими соответствующие сечения одиночного рождения.

В заключение параграфа приведена сравнительная таблица сечений рождения W -мезонов в $\gamma p(A)$, $e p(A)$, $\nu p(A)$ столкновениях при $\gamma = 0$; $M = 5 \text{ ГэВ}$ и $E = 1000 \text{ ГэВ}$ (E - энергия налетающей частицы в лабораторной системе),

Сечение парного электророждения на протоне (I9) оказывается при этой энергии на порядок больше соответствующего сечения одиночного рождения $e + p \rightarrow \nu + p + W$ и совпадает по порядку величины с сечением нейтринорождения $\nu + p \rightarrow e + p + W$. Для процессов на ядре железа сечение парного электророждения на два порядка превышает соответствующее сечение электророждения и совпадает по порядку величины с сечением нейтринорождения.

Материалы диссертации докладывались на сессиях отделения ядерной физики АН СССР (в 1972 г. и 1973 г.); на Международном семинаре по глубоко неупругим и множественным процессам (Дубна, 1973); в репортерском докладе на Боннском симпозиуме по взаимодействию электронов и фотонов высоких энергий (1973г); представлялись на XVI Международную конференцию по физике высоких энергий в Батавии (1973 г.) и опубликованы в работах [7, 15, 18-23]

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Primakov Phys. Rev. 81, 899 (1951).
2. И.Ya. Pomerenchuk, I.M. Shmushkevich Nucl.Phys. 23, 452 (1961).
3. M. Gourdin, Nucl.Phys. B32, 415 (1971).
4. G. Berlind, A. Dar, G. Ellam, J. Franklin, Ann. of Phys., 75, 461 (1973).
5. S.H. Bergman, J.D. Bjorken, J.V. Kogut, Phys. Rev. D4, 3388 (1971).
6. F.E. Low, S.B. Treiman, Phys. Rev. D5, 756 (1972).
7. С.Г. Матинян, Н.Л. Тер-Исаакян, В.А. Хозе. Письма в ЖЭТФ, 15, 110 (1972).
8. S.D. Ellis, R. Thun, preprint TH-CERN-1874 (1974).
9. H. Ganeishi, A. Pignotti, Phys. Rev. Lett., 22, 1219 (1969).
10. О.В. Канчели. Письма в ЖЭТФ, 11, 397 (1970)
11. А.Б. Кайдалов, Ю.Ф. Пирогов, Н.Л. Тер-Исаакян, В.А. Хозе
Письма в ЖЭТФ, 17, 626 (1973)
12. А.В. Кайдалов, В.А. Хозе, Ю.Ф. Пирогов, Н.Л. Тер-Исаакян,
Phys. Lett., 45B, 443 (1973).
13. Я.М. Азимов, Б.М. Левин, М.Г. Рыскин, В.А. Хозе. Препринт
ЛИЯФ № 95; Nucl. Phys. (в печати, 1974).
14. J. Ellis, preprint, TH-1880-CERN (1974).
15. С.Г. Матинян, Н.Л. Тер-Исаакян, В.А. Хозе, Ю.Г. Шахназарян
ЯФ, 16, 793 (1972).
16. C. Weizsäcker, Zs. f. Phys., 88, 612 (1934); E. Williams,
Phys. Rev. 45, 729 (1934).
17. В.Н. Грибов, В.А. Колкунов, Л.Б. Окунь, В.М. Шехтер, ЖЭТФ, 41, 1839
(1961).

18. Н.Л. Тер-Исаакян, В.А. Хозе. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 9, 3 (1974)
19. Ю.Ф. Пирогов, Н.Л. Тер-Исаакян, В.А. Хозе. Письма в ЖЭТФ, 16,
406 (1972)
20. С.Г. Матинян, Ю.Ф. Пирогов, Н.Л. Тер-Исаакян, Ю.Г. Шахназарян
Письма в ЖЭТФ, 18, 205 (1973).
21. С.Г. Матинян, Ю.Ф. Пирогов, Н.Л. Тер-Исаакян, Ю.Г. Шахназарян.
ЯФ, 19, 660 (1974).
22. Н.Л. Тер-Исаакян, В.А. Хозе. ЯФ, 15, 87 (1972).
23. Н.Л. Тер-Исаакян, В.А. Хозе. ЖЭТФ, 62, 42 (1972)