

4824

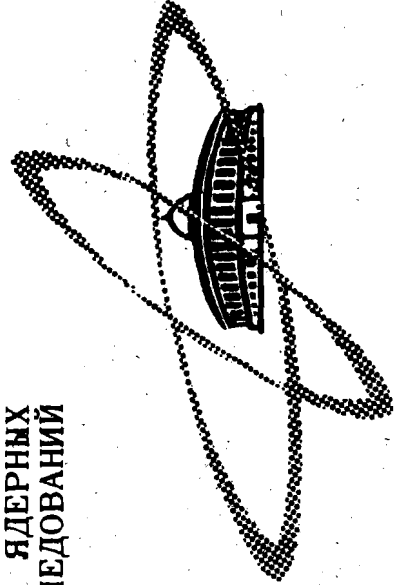
916026

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

30011

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P2 - 4824

ЛАБОРАТОРИЯ ГЕОРЕТИЧЕСКОМ ОИЯИ

В. А. Матвеев, Р. М. Мурадян, А. Н. Тавхелидзе

СПЕКТР МАСС ДИ-МЮОНА, ОБРАЗУЮЩЕГОСЯ
В СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

1969

P2 - 4824

В.А. Матвеев, Р.М. Мурадян, А.Н. Тавхелидзе

СПЕКТР МАСС ДИ-МЮОНА, ОБРАЗУЮЩЕГОСЯ
В СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

1. В в е д е н и е

В последнее время подчеркивалась важность экспериментального^{/1/} и теоретического^{/2/} изучения процесса образования мюонной пары при глубоко неупругих адрон-адронных столкновениях:

$$a + b \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \text{адроны} , \quad (1.1)$$

Налетающим адроном могут быть протон, антипротон или пион ($a = p, \bar{p}, \pi^+$ или π^-), а мишенью, как правило, служат протон или нейтрон ($b = p$ или n); подразумевается, что в конечном состоянии детектируется лишь мюонная пара, а по состояниям всех адронов проводится суммирование.

Представляется желательным получить информацию о сечении процесса (1.1), используя различные динамические предположения. Здесь этот вопрос исследуется двумя различными способами: 1) на основе гипотезы векторной доминантности, 2) при помощи использования предела Бьёркена.

В §2 обсуждается кинематика процесса. В §3 на основе гипотезы векторной доминантности получены некоторые предсказания о спектре масс мюонной пары, образующейся при протон-протонных и пион-протонных столкновениях. В §4 приближенно установлена связь процесса (1.1) с сильным процессом $a + b \rightarrow$ адроны вне массовой поверхности и на этой основе найдена нижняя оценка для величины сечения.

2. Кинематический анализ

Подробный кинематический анализ процесса (1.1) основанный на общих принципах релятивистской квантовой механики, проделан в работах/2,3/. Здесь мы кратко воспроизведем необходимые результаты этого анализа. Введем обозначения, согласно рис. 1.

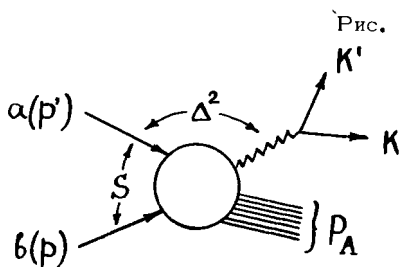


Рис. 1. Через p и p' обозначены импульсы сталкивающихся адронов, через k и k' — импульсы μ^+ и μ^- — мезонов соответственно, q — импульс виртуального фотона. Через p_A обозначен суммарный импульс системы образовавшихся адронов, причем законы сохранения 4-импульсов имеют вид $p + p' = q + p_A$ и $q = k + k'$.

Удобно выбрать в качестве независимых переменных задачи следующие четыре лоренцевских скаляра: $s = (p + p')^2$ — квадрат энергии в системе центра инерции реакции, $\Delta^2 = (p' - q)^2$ — квадрат передачи 4-импульса между налетающим протоном и виртуальным фотоном, $\delta = \frac{1}{m} p(p' - q)$ — передачу энергии между налетающим протоном и виртуальным фотоном в лабораторной системе, $q^2 = m_{\mu\mu}^2$ — квадрат эффективной массы мюонной пары.

Тройное дифференциальное сечение процесса (1.1), когда в конечном состоянии детектируется лишь мюонная пара с определенным q^2 , Δ^2 и δ , а по всем возможным адронным состояниям производится суммирование, запишется так^{x/}:

$$\frac{d^3 \sigma(s, q^2, \Delta^2, \delta)}{dq^2 d\Delta^2 d\delta} = - \frac{\alpha^2}{8\pi^2} \frac{1}{q^2} \left(1 - \frac{q^2 - 4m_\mu^2}{3q^2}\right) \sqrt{\frac{q^2 - 4m_\mu^2}{q^2}} \frac{m}{\sqrt{s - (m+m')^2} \sqrt{s - (m-m')^2}} \rho(s, q^2, \Delta^2, \delta), \quad (2.1)$$

^{x/} Обозначения и детали вывода см. в /2/.

где $a = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}$, m, m' и m_μ — массы адронов b, a и мюона соответственно. Через $\rho(s, q^2, \Delta^2, \delta)$ обозначена следующая величина:

$$\rho(s, q^2, \Delta^2, \delta) = (-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}) \rho_{\mu\nu}(p, p', q) = \rho_{T_1} + \rho_{T_2} + \rho_L. \quad (2.2)$$

Тензор $\rho_{\mu\nu}(p, p', q)$ описывает содержимое адронного "чёрного ящика" комптон-эффекта на двух адронах, изображенного на рис. 2

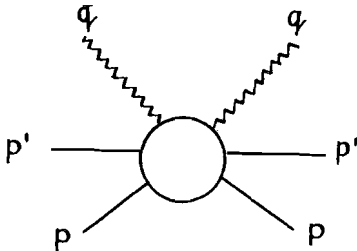


Рис. 2. Амплитуда комптон-эффекта на двух адронах в направлении вперед.

и записывается в следующем виде:

$$\rho_{\mu\nu}(p, p', q) = \sum_A (2\pi)^4 \delta(p+p' - q - p_A) \langle p, p' | in | J_\mu^{e.m.}(0) | A out \rangle \langle A out | J_\nu^{e.m.}(0) | p, p' | in \rangle. \quad (2.3)$$

Распределение по квадрату массы мюонной пары получится из (2.1) интегрированием по $d\Delta^2$ и $d\delta$ внутри физической области. Пренебрегая массой мюона ($m_\mu \equiv 0$), получим из (2.1) следующую формулу для спектра масс ди-мюона:

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = -\frac{a^2}{12\pi^2} \frac{m}{\sqrt{s-(m+m')^2} \sqrt{s-(m-m')^2}} \frac{1}{q^2} \int_{\Delta_{\min}^2}^{\Delta_{\max}^2} d\Delta^2 \int_{\delta_{\min}}^{\delta_{\max}} d\delta \rho(s, q^2, \Delta^2, \delta). \quad (2.4)$$

Для получения динамической информации о структурной функции $\rho(s, q^2, \Delta^2, \delta)$ ниже будут рассмотрены две теоретические схемы, основанные на использовании 1) векторной доминантности, 2) предела Бьеркена.

§3. Векторная доминантность

Согласно гипотезе векторной доминантности (см., например, обзоры^{4/}), процесс (1.1) протекает через испускание виртуального векторного мезона, который переходит в виртуальный фотон, распадающийся затем на мюонную пару согласно рис. 3.

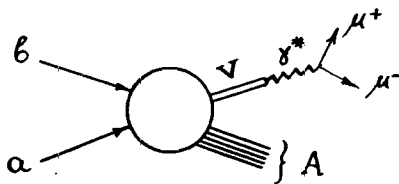


Рис. 3. Иллюстрация к модели векторной доминантности.

Можно ожидать, что использование гипотезы векторной доминантности приведет к правильному описанию рассматриваемого процесса, так как здесь $q^2 > 0$ времениподобно.

Определим матрицу плотности виртуального векторного мезона V ($V = \rho^0, \omega$ или ϕ), образовавшегося в реакции

$$a + b \rightarrow V + \text{адроны} \quad (3.1)$$

согласно

$$W_{\mu\nu}(p, p', q) = \sum_A (2\pi)^4 \delta(p + p' - q - p_A) \langle pp' \text{ in} | J_{\mu}^{(V)}(0) | A_{\text{out}} \rangle \langle A_{\text{out}} | J_{\nu}^{(V)}(0) | p, p' \text{ in} \rangle, \quad (3.2)$$

где $J_{\mu}^{(V)}(x) = (\square^2 - m_V^2) V_{\mu}(x)$ - плотность V -мезонного тока.

Воспользовавшись тождеством "ток-поле"

$$J_{\mu}^{e.m.}(x) = \sum_V \frac{m_V^2}{2\gamma_V} V_{\mu}(x) = -\left(\frac{m_{\rho}^2}{2\gamma_{\rho}} \rho^0(x) + \frac{m_{\omega}^2}{2\gamma_{\omega}} \omega_{\mu}(x) + \frac{m_{\phi}^2}{2\gamma_{\phi}} \phi_{\mu}(x)\right), \quad (3.3)$$

получим следующую связь между матрицами плотности виртуального фотона (2.3) и векторных мезонов (3.2) (см./2/):

$$\rho_{\mu\nu}(p, p', q) = \sum_V \left(\frac{m_V^2}{2\gamma_V}\right)^2 \frac{1}{(m_V^2 - q^2)^2} W_{\mu\nu}^{(V)}(p, p', q) + \text{интерференционные члены}, \quad (3.4)$$

Соотношение (3.4) позволяет выразить 5 формфакторов $\rho_{T_1}^{(+)}, \rho_{T_2}^{(+)}, \rho_L^{(+)}, \rho_{TL}^{(+)}$, дающих полное описание процесса (1.1), через соответствующие V -мезонные формфакторы^{x/}.

^{x/} Напомним, что в сечении дают вклад лишь формфакторы $\rho_{T_1}, \rho_{T_2}, \rho_L$ (см. выше формулу (2.2)); $\rho_{TL}^{(+)}$ может быть определен из углового распределения мюонной пары, а $\rho_{TL}^{(-)}$ - при помощи измерения поляризации одного из мюонов (см./2,3/).

В целях применения гипотезы векторной доминантности удобно представить формулу для спектра масс, вытекающую из (2.1), в виде

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{a}{2\pi} \frac{1}{q^2} \left(1 - \frac{q^2 - 4m_\mu^2}{3q^2}\right) \sqrt{\frac{q^2 - 4m_\mu^2}{q^2}} \sigma^{\gamma^*}(s, q^2), \quad (3.5)$$

где

$$\sigma^{\gamma^*}(s, q^2) = \sigma_{T_1}^{\gamma^*} + \sigma_{T_2}^{\gamma^*} + \sigma_L^{\gamma^*} \quad (3.6)$$

есть полное сечение рождения виртуального γ^* - фотона с массой q^2 в процессе

$$a + b \rightarrow \gamma^* + \text{адроны} \dots \quad (3.7)$$

Согласно гипотезе о векторной доминантности оно связано с полным сечением образования реальных векторных мезонов в процессе (3.1) следующим образом:

$$\sigma^{\gamma^*}(s, q^2) = \frac{a}{4} \left[\left(\frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 - q^2}\right)^2 \frac{4\pi}{\gamma_\rho^2} \sigma^\rho(s) + \left(\frac{m_\omega^2}{m_\omega^2 - q^2}\right)^2 \frac{4\pi}{\gamma_\omega^2} \sigma^\omega(s) + \left(\frac{m_\phi^2}{m_\phi^2 - q^2}\right)^2 \frac{4\pi}{\gamma_\phi^2} \sigma^\phi(s) \right] + \text{интерференционные члены.} \quad (3.8)$$

Подставляя это приближенное значение для σ^{γ^*} в (3.5) и пренебрегая там массой мюона ($m_\mu \approx 0$), получим, считая вклад интерференционных членов малым, следующее выражение для спектра масс ди-мюона

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{a^2}{12\pi} \sum_{v=\rho^0, \omega, \phi} \left(\frac{m_v^2}{m_v^2 - q^2}\right)^2 \frac{4\pi}{\gamma_v^2} \sigma^v(s). \quad (3.9)$$

Известно, что ϕ - мезон слабо рождается в адрон-адронных столкновениях. Оставляя поэтому только вклад ρ^0 - и ω - мезонов и считая

$m_\rho \approx m_\omega$, $\gamma_\rho^2 : \gamma_\omega^2 = 1:9$, $\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} = 0,5$, приведем (3.9) к виду ($m_{\mu\mu} = \sqrt{q^2}$):

$$\frac{d\sigma}{dm_{\mu\mu}} = \frac{2 \cdot 10^{-6}}{m_{\mu\mu} (m_{\mu\mu}^2 - 0,6)^2} \left[\sigma^\rho(s) + \frac{1}{9} \sigma^\omega(s) \right] \frac{\text{см}^2}{\text{ГэВ}}, \quad (3.10)$$

или при больших $m_{\mu\mu}$:

$$\frac{d\sigma}{dm_{\mu\mu}} = \frac{2 \cdot 10^{-6}}{m_{\mu\mu}^5} [\sigma^{\rho}(s) + \frac{1}{9} \sigma^{\omega}(s)] \frac{\text{см}^2}{\text{ГэВ}}. \quad (3.11)$$

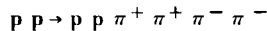
Применим (3.10) (или (3.11)) к анализу процесса образования мюонной пары при конкретных адрон-адронных столкновениях.

а) Протон-протонные столкновения ($a=b=p$),

Образование ρ -мезона в реакции $p+p \rightarrow p+p+\rho^0$ не наблюдалось во всем интервале до $p_{lab} = 28,5$ ГэВ/с. В этом же интервале сечения образования ω -мезона в реакции $p+p \rightarrow p+p+\omega$ равны/5/

p_{lab}	5 ГэВ/с	10 ГэВ/с	28,5 ГэВ/с
σ^{ω}	140 ± 20 мкб	60 мкб	50 ± 10 мкб

Этот факт находится в согласии с анализом, основанным на двойной редже-полюсной модели/6/. Анализ шестилучевой реакции



показывает, что примерно 24% событий протекают через образование ρ^0 -мезона, что соответствует сечению 90 мкб/7/. Сечение восьмилучевого процесса $pp \rightarrow pp \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ равно 20 мкб. Предполагая, что и здесь примерно 1/4 событий протекает через образование ρ^0 , получим для соответствующего сечения оценку примерно 5 мкб. Таким образом, можно считать, что полное сечение образования ρ^0 в pp -столкновениях при $p_{lab} = 28,5$ ГэВ/с примерно равно 100 мкб

$$\sigma^{pp \rightarrow p+\dots} = 100 \text{ мкб} \quad (3.12)$$

Вкладом ω в (3.10) можно пренебречь из-за коэффициента 1/9. Если же считать, что $\sigma^{\omega} \approx \sigma^{\rho} = 100$ мкб то для спектра масс ди-мюона, образующегося в pp при столкновениях с $p_{lab} = 28,5$ ГэВ/с окончательно получим из (3.10) или (3.11) следующее выражение:

$$\frac{d\sigma^{\rho\rho}}{dm_{\mu\mu}} = \frac{2,2 \cdot 10^{-34}}{m_{\mu\mu}^2 (m_{\mu\mu}^2 - 0,6)^2} \frac{\text{см}^2}{\text{ГэВ}} \approx \frac{2,2 \cdot 10^{-34}}{m_{\mu\mu}^5} \frac{\text{см}^2}{\text{ГэВ}} \quad (3.13)$$

Соответствующая кривая приведена на рис. 4.

в) Пион-протонные столкновения

Рассмотрим случай $\pi^+ p$ столкновений ($a = \pi^+$, $b = p$). На основании анализа, сделанного в [8], можно заключить, что сечение образования ρ^0 -мезона в процессе $\pi^+ + p \rightarrow \rho^0 + \text{адроны}$ при $p_{lab} = 8,5 \frac{\text{ГэВ}}{c}$ больше или примерно равно 1840 мкб:

$$\sigma^{\pi^+ p \rightarrow \rho^0 + \dots} \geq 1840 \text{ мкб}, \quad (3.14)$$

а сечение образования ω в процессе $\pi^+ p \rightarrow \omega + \text{адроны}$

$$\sigma^{\pi^+ p \rightarrow \omega + \dots} \geq 200 \text{ мкб}. \quad (3.15)$$

Отсюда и из (3.10) или (3.11) получим следующую приближенную оценку для спектра масс ди-мюона, образующегося при $\pi^+ p$ столкновениях с лабораторным импульсом 8,5 ГэВ/с:

$$\frac{d\sigma^{\pi^+ p}}{dm_{\mu\mu}} = \frac{3,7 \cdot 10^{-33}}{m_{\mu\mu}^5} \frac{\text{см}^2}{\text{ГэВ}} \quad (3.16)$$

Аналогичным образом, используя экспериментальные данные об образовании векторных мезонов и формулу (3.10), можно получить предсказания для $\pi^- p$ - и $\bar{p} p$ -столкновений.

§4. Оценка нижнего предела для спектра масс

Чтобы получить асимптотическую оценку для спектра масс ди-мюона, рассмотрим адронную часть матричного элемента процесса (1.1), когда $|\vec{p}'| \rightarrow \infty$. Тогда, с точностью до членов $O\left(\frac{1}{|\vec{p}'|}\right)$, матричный элемент равен

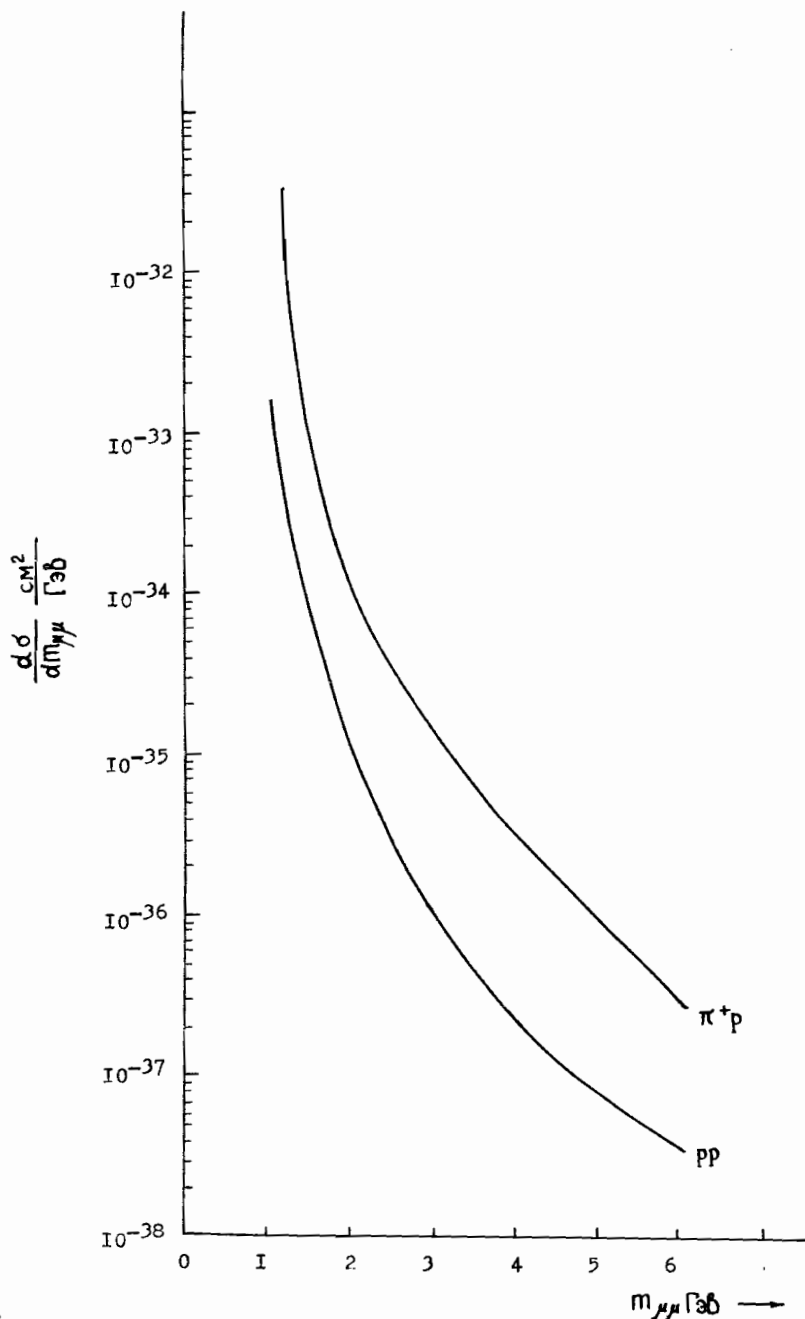


Рис. 4. Предсказания модели векторной доминантности для спектра масс ди-мюона, образующегося в протон-протонных (при $p_{lab} = 28,5 \frac{\text{ГэВ}}{c}$) и π^+ -протонных (при $p_{lab} = 8,5 \frac{\text{ГэВ}}{c}$) столкновениях, согласно формулам (3.13) и (3.16).

$$\langle A \text{ out} | J_{\mu}^{\text{e.m.}}(0) | p, p', \text{in} \rangle \xrightarrow[|\vec{p}'| \rightarrow \infty]{\frac{p'_{\mu}}{E'}} \langle A \text{ out} | J_0^{\text{e.m.}}(0) | p, p', \text{in} \rangle + 0 \left(\frac{1}{|\vec{p}'|} \right). \quad (4.1)$$

Это означает, что процесс образования пары в основном определяется $J_0(0)$ - компонентой электромагнитного тока, т.е. имеет "кулоновский" характер.

Далее, используя предел Бьёркена, т.е. разложение T - произведения в ряд по одновременным коммутаторам и удерживая лишь первый член этого асимптотического ряда, получим следующую приближенную связь с матричным элементом адрон-адронного рассеяния вне энергетической поверхности:

$$\begin{aligned} \langle A \text{ out} | J_0^{\text{e.m.}}(0) | p, p', \text{in} \rangle &= -i \int d^4x e^{iqx} \langle A \text{ out} | T(J_0^{\text{e.m.}}(x) J^{(a)}(0)) | p \rangle = \\ &\xrightarrow[q^2 \rightarrow \infty]{\frac{1}{\sqrt{q^2}}} \int d^4x e^{-iqx} \langle A \text{ out} | [J_0^{\text{e.m.}}(\vec{x}, 0), J^{(a)}(0)] | p \rangle = \\ &= \frac{1}{\sqrt{q^2}} \langle A \text{ out} | J^{(a)}(0) | p \rangle + \text{вклад квазилокальных членов} \end{aligned} \quad (4.2)$$

где $J^{(a)}(x)$ - ток адрона, несущий 4-импульс Δ .

Используя (4.1) и (4.2), можно получить следующее приближенное выражение для формфактора ρ , определяющего процесс рождения димьюна:

$$\rho(s, q^2, \Delta^2, \delta) \approx \frac{4m\sqrt{\delta^2 - \Delta^2}}{q^2} \sigma_{ab}(\delta, \Delta^2). \quad (4.3)$$

Входящая сюда величина $\sigma_{ab}(\delta, \Delta^2)$ представляет собой аналитическое продолжение полного сечения взаимодействия адронов a и b в нефизическую область, где квадрат массы адрона a отрицателен и равен Δ^2 , причем δ представляет из себя лабораторную энергию нефизического адрона.

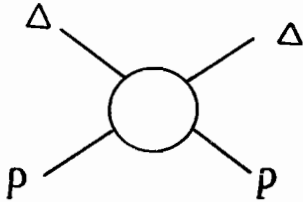


Рис. 5. Амплитуда рассеяния адрона а с 4-импульсом Δ и нефизической массой Δ^2 на адроне б с массой $p^2 = m^2$. В лабораторной системе ($p^0 = 0$) энергия нефизического адрона равна $\delta = \frac{1}{m} p \cdot \Delta$.

В этом приближении найдем для тройного дифференциального сечения следующее выражение (пренебрегая m' и m_{II}):

$$\frac{d^3 \sigma}{dq^2 d\Delta^2 d\delta} = \frac{\alpha^2}{3\pi} \frac{m^2}{s^2 q^4} \sqrt{\delta^2 - \Delta^2} \sigma_{ab}(\delta, \Delta^2). \quad (4.4)$$

или для спектра масс:

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{\alpha^2}{3\pi^2} \frac{m^2}{s^2 q^4} \int_{q^2-s}^0 d\Delta^2 \int_{-\frac{\Delta^2}{2m}}^{\epsilon \frac{\Delta^2}{\Delta^2 - q^2} + \frac{\Delta^2 - q^2}{4\epsilon}} d\delta \sqrt{\delta^2 - \Delta^2} \sigma_{ab}(\delta, \Delta^2). \quad (4.5)$$

Если из аксиоматической теории поля или из аналитической теории S -матрицы/9-10/ получить ограничение на $\sigma_{ab}(\delta, \Delta^2)$ вне массовой поверхности, то (4.5) даст ограничение на спектр масс. Известно, что для более простого случая электромагнитного формфактора $F(t)$ из теории поля/11/ и теории аналитической S -матрицы/12/ следует экспоненциальное ограничение для нижней границы убывания формфактора. Можно ожидать по аналогии что

$$\sigma_{ab}(\delta, \Delta^2) \geq \sigma_{ab}^{\text{физ}} \cdot e^{-a\sqrt{-\Delta^2}}, \quad (4.6)$$

где σ_{ab} - полное сечение взаимодействия реальных частиц, a - некоторая постоянная. Тогда из (4.5) вытекает следующая оценка снизу для спектра масс, при условии $s \gg q^2 \gg \frac{1}{a^2}$:

$$\frac{d\sigma}{dq^2} \geq 20 a^2 \frac{\sigma_{ab}}{q^5 a^6}. \quad (4.7)$$

В заключение нам приятно поблагодарить профессоров Н.Н.Боголюбова и А.А.Логунова за весьма ценные обсуждения и профессоров А.М.Балдина, С.М.Биленького, Д.И.Блохинцева, С.Б.Герасимова, С.С.Герштейна и Р.Ф.Кёгерлера за интерес к работе и полезные замечания.

Л и т е р а т у р а

1. J. Christenson, G. Hicks, L.M. Lederman, P. Limon, B. Pope, E. Zavattini. Talk at the International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Daresbury, England (1969).
2. В.А.Матвеев, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе. Препринт ОИЯИ P2-4543 и P2-4578, Дубна, 1969; Доклад на Международном семинаре по электромагнитным взаимодействиям и векторным мезонам, Дубна, 1969.
3. R.J. Oakes. *Nuovo Cim.*, 44, 440 (1966).
4. H. Joos. *Acta Physica Austr. Suppl. IV* (1967) and *Rapporteur talk on Electromagnetic Interactions, Heidelberg Conference* (1967); D. Schildknecht. Доклад на Международном семинаре по электромагнитным взаимодействиям и векторным мезонам, Дубна, 1969; A. Minten. *Preprint CERN 69-22* (1969).
5. F. Turkot in *Topical Conference on High Energy Collisions of Hadrons, part I*, p.316, CERN, Geneva, 1968.
6. R.G.Roberts. *Nuovo Cim.*, 53A, 557 (1968).
7. I.R. Kenyon. *Nucl. Phys.*, B13, 255 (1969).
8. H.H. Kung, *Preprint, Columbia University, Nevis 171* (1969).
9. А.А.Логунов, Нгуен Ван Хъеу, О.А.Хрусталеv. В сборнике "Проблемы теоретической физики", посвященном Н.Н.Боголюбову, стр. 90, Изд-во "Наука", Москва, 1969.
10. А.А.Логунов, М.А.Мествиришвили. Препринт ИФВЭ СТФ 69-34, 1969.
11. M.A. Jaffe. *Phys.Rev.Lett.*, 17, 661 (1966).
12. A. Martin. *Nuovo Cim.*, 37, 671 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел

26 ноября 1969 года.

Примечание при корректуре

Недавно появились две теоретические работы^{*)}, посвященные изучению близких вопросов.

-
- *) 1) Р.Ф.Кегерлер, Р.М.Мурадян. Сообщение ОИЯИ, Е2-4791, Дубна, 1969.
2) S.M. Berman, D.J. Levy, T.L. Neff . Preprint SLAC-PUB-681(1969).

Спектр масс ди-мюона, образующегося в сильных
взаимодействиях

Обсуждается процесс образования мюонной пары при глубоко неупругом столкновении двух адронов

$$a + b \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \text{адроны.}$$

На основе модели векторной доминантности получены формулы для спектра эффективной массы ди-мюона. Получена приближенная связь спектра масс с амплитудой сильного процесса $a + b \rightarrow$ адроны вне массовой поверхности.

Сообщения Объединенного института ядерных исследований
Дубна, 1969

Mass Spectrum of Di-Muon Produced in Strong
Interactions

The process of muon pair production in deep inelastic collision of two hadrons

$$a + b \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \text{"anything"}$$

is discussed. Using the vector dominance model the formulae for di-muon effective mass spectrum were obtained. An approximate connection of mass spectrum with the cross section of the off mass shell strong process $a + b \rightarrow$ "anything" is considered.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1969