

ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ W -МЕЗОННЫХ ПАР ЧАСТИЦАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ*

Н. А. ТЕР-ИСААКЯН, В. А. ХОЗЕ

Получены выражения для полных сечений фото- и электророждения пар W -мезонов на нуклоне и на ядре в асимптотической области энергий. Вычисления проводятся с помощью ковариантной формулировки метода Вейцзеккера—Вильямса. Обсуждаются специфические особенности применения этого метода к рассмотрению процессов образования W -мезонов.

1. В последнее время в связи с прогрессом в создании ускорителей больших энергий и разработкой проектов ускорителей на сверхвысокие энергии возрос интерес к теоретическому рассмотрению процессов рождения W -мезонов с целью получения, например, разумных оценок возможного числа событий в том или ином эксперименте.

Процессы фоторождения пар W -мезонов, одиночного рождения W -мезонов в столкновении лептонов и адронов с адронами, а также рождения W -мезонов на встречных пучках обсуждались в ряде работ (см., напр., [2—11]).

В настоящей работе проводится исследование фото- и электророждения пар W -мезонов в процессах

$$\gamma + N \rightarrow N + W^+ + W^-, \quad (1a)$$

$$\gamma + A \rightarrow A + W^+ + W^-, \quad (1b)$$

$$e + N \rightarrow e + N + W^+ + W^-, \quad (2a)$$

$$e + A \rightarrow e + A + W^+ + W^-. \quad (2b)$$

Для получения асимптотического поведения сечений исследуемых процессов нами используется ковариантная формулировка метода Вейцзеккера—Вильямса (ВВ), развитая в работе [12]. Обсуждаются специфические особенности применения этого метода при рассмотрении процессов образования W -мезонов.

Процессы (1) рассматривались в ряде работ (напр., [2—4]¹), результаты которых, однако, не согласуются между собой и расходятся с нашими.

2. Рассмотрим процесс, изображенный на рис. 1 в общем случае произвольных частиц a и b

$$a + b \rightarrow a + X, \quad (3)$$

где X —произвольный комплекс частиц. Введем обозначения

$$s = 2 p_1 p_2, \quad t = -q^2 = -(p_1 - p_1')^2, \quad \Delta^2 = 2 q p_2. \quad (4)$$

* Предварительный вариант настоящей работы был представлен на XVI Международную конференцию по физике высоких энергий в Батавии [1].

¹ Более подробная библиография содержится в работах [2—4, 9].

По аналогии с работой [12] (см. также [13—14]) при условии $s, \Delta^2 \gg t, m_a^2$ можно получить наиболее общий вид ковариантной формулы ВВ

$$d\sigma = \frac{\alpha}{\pi} \frac{d\Delta^2}{\Delta^2} \frac{dt}{t} f(s, \Delta^2, t) \sigma_{\gamma}^{-}(\Delta^2), \quad (5)$$

$$f(s, \Delta^2, t) = [E(t) + \lambda M(t)] \left(1 - \frac{\Delta^2}{s}\right) \left(1 - \frac{t_{\min}}{t}\right) + (1 + \lambda) M(t) \frac{\Delta^4}{2s^2}.$$

Здесь $\lambda = \frac{t}{4m_a^2}$, $t_{\min} = \frac{m_a^2 \Delta^4}{s(s - \Delta^2)}$, $\sigma_{\gamma}(\Delta^2)$ — сечение фотопроцесса $\gamma + b \rightarrow X$; функции $E(t)$ и $M(t)$ описывают электрическую и магнитную структуру частицы a . Если спин частицы a равен $\frac{1}{2}$, имеем

$$E(t) = \frac{G_E^2(t)}{1 + \lambda}, \quad M(t) = \frac{G_M^2(t)}{1 + \lambda}, \quad (6)$$

где $G_E(t)$ и $G_M(t)$ — электрический и магнитный формфакторы. Для бесспиновой частицы

$$E(t) = F^2(t), \quad M(t) = 0, \quad (7)$$

$F(t)$ — формфактор частицы a .

Если частица a — точечный фермион (e, μ), формула (5) принимает вид

$$d\sigma = \frac{\alpha}{\pi} \frac{dt}{t} \frac{d\Delta^2}{\Delta^2} \left(1 - \frac{\Delta^2}{s} + \frac{\Delta^4}{2s^2} - \frac{m_a^2 \Delta^4}{t s^2}\right) \sigma_{\gamma}(\Delta^2). \quad (8)$$

В ряде случаев формула (5) может быть представлена в более простой форме, которая определяется поведением $\sigma_{\gamma}(\Delta^2)$ при $\Delta^2 \rightarrow \infty$. Например, если $\sigma_{\gamma}(\Delta^2) \rightarrow \frac{1}{\Delta^2}$ при $\Delta^2 \rightarrow \infty$, то при вычислении интегрального сечения существенны малые значения переменных Δ^2 и t ($t \ll m_a^2$, $\Delta^2 \ll s$) и формула (5) переходит в обычную (ковариантную) формулу ВВ

$$d\sigma = \frac{Z^2 \alpha}{\pi} \frac{dt}{t} \frac{d\Delta^2}{\Delta^2} \sigma_{\gamma}^{-}(\Delta^2), \quad (9)$$

где Ze — заряд частицы a .

3. Рассмотрим теперь процесс (1а) упругого фоторождения на нуклоне. Частица a в этом случае — нуклон, частица b — фотон, X — пара W -мезонов; $\sigma_{\gamma}(\Delta^2) \equiv \sigma_{\pi}(\Delta^2)$ — полное сечение процесса $\gamma + \gamma \rightarrow W^+ + W^-$.

Мы предполагаем, что формфакторы нуклона описываются дипольной формулой и подчиняются «скейлингу»

$$G_E^{(p)}(t) = \frac{G_M^{(p)}}{\mu_p} = \frac{G_M^{(n)}}{\mu_n} = \frac{1}{(1 + t/t_0)^2}, \quad (10)$$

$$G_E^{(n)} \approx 0, \quad t_0 = 0,71 (\Gamma \Delta^2)^2,$$

где μ_p — магнитный момент протона, μ_n — магнитный момент нейтрона.

Формфакторы эффективно ограничивают область интегрирования по переданному импульсу областью $t \lesssim t_0$. Кроме того, в силу степенного роста по Δ^2 сечения $\sigma_{\gamma\gamma}(\Delta^2)$ в случае $\kappa \neq 1$ (см. ниже формулу (12)) при интегрировании формулы (5) существенны большие значения величины Δ^2 , до $\Delta^2 \sim s$. Анализ возникающих интегралов показывает, что для получения точного ответа в формуле (5) необходимо сохранять члены вида $\frac{\Delta^2}{s}$ и $\frac{t}{m_a^2}$. Поэтому величина интегрального сечения чувствительна к поведению формфакторов при $t \sim t_0$ и, следовательно, в данном случае нельзя ограничиться ступенчатым приближением для формфактора ($G=1$ при $t \lesssim t_0$, $G=0$ при $t > t_0$) в отличие, например, от случая, когда $\sigma_{\gamma}(\Delta^2)$ падает с ростом Δ^2 .

При аномальном магнитном моменте W -мезона κ , равном нулю, для вычисления вклада в полное сечение, определяемое диаграммой рис. 1, методом ВВ (формулой (5)) можно пользоваться практически во всей области энергий.

Действительно, в силу тождества

$$p_{2\nu} \gamma_{\nu\lambda}^{\lambda}(p_2, p_1) p_{1\mu} = \kappa [k^2 p_{2\lambda} - k_{\lambda}(p_2 k)],$$

$$k = (p_2 - p_1)$$
(11)

для вершины взаимодействия W -мезона с фотоном [11] при сходе с массовой поверхности фотона в случае $\kappa=0$ в сечении виртуального фотопроцесса $\sigma_{\gamma\gamma}(\Delta^2)$ наряду с членами вида $\frac{\Delta^2}{M^4}$, $\frac{1}{M^2}$ и $\frac{1}{\Delta^2}$ появляются члены вида $\frac{t}{M^4}$ (но не $\frac{\Delta^2 t}{M^6}$), где M — масса W -мезона, которые в силу обрезającego эффекта формфакторов дают вклад в полное сечение порядка $\frac{t_0}{M^4}$. Этими членами можно пренебречь по сравнению с основными членами $\frac{s}{M^4}$ и $\frac{1}{M^2}$, которые мы умеем вычислять с помощью метода ВВ. Таким образом, при $\kappa=0$ точность применения метода ВВ — $\frac{t_0}{M^2} \ll 1$.

При $\kappa \neq 0$ сход с массовой поверхности фотона приводит к появлению членов вида $\frac{\Delta^2 t}{M^6}$ в сечении виртуального фотопроцесса, которые дают вклад в полное сечение порядка $\frac{st_0}{M^6}$. Поэтому при $\kappa \neq 0$ методом ВВ можно пользоваться лишь для вычисления ведущих асимптотических членов $\sim \frac{s}{M^4}$, а учет членов порядка $\frac{1}{M^2}$ возможен лишь при выполнении условия $\frac{st_0}{M^4} \ll 1$.

При $\frac{\Delta^2}{M^2} \gg 1$ сечение процесса $\gamma + \gamma \rightarrow W^+ + W^-$ имеет вид

$$\sigma_{\pi}(\Delta^2) = \frac{\pi \alpha^2}{24} \frac{\Delta^2}{M^4} P(x), \quad (12)$$

$$P(x) = (1-x)^2 [5 + 2x + 5x^2].$$

Наш результат при $x=0, +1$ согласуется с [2, 5] и расходится с [3]; при $x=-1$ наш результат расходится с [2, 5]¹.

Интегрируя (5) по области изменения переменных

$$\frac{m_a^2 \Delta^4}{s(s-\Delta^2)} \leq t \leq s - \Delta^2, \quad 4M^2 \leq \Delta^2 \leq s, \quad (13)$$

получаем при $s \gg M^2$

$$\sigma_p \approx \frac{\alpha^3 s}{24 M^4} P(x) [0,44 + 0,022 \mu_p^2], \quad (14)$$

$$\sigma_n \approx \frac{\alpha^3 s}{24 M^4} P(x) [0,022 \mu_n^2].$$

Заметим, что наряду с диаграммой рис. 1 в рассматриваемый процесс, вообще говоря, дает вклад диаграмма рис. 2. Вклад интерференции между этими диаграммами в полное сечение обращается в нуль в силу С-инвариантности. При $x=0$ диаграмма рис. 2 не дает растущего с s вклада.

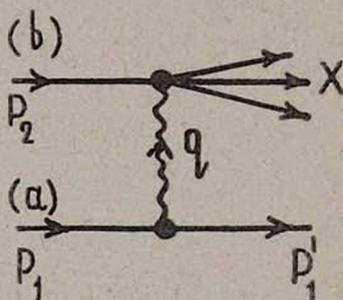


Рис. 1.

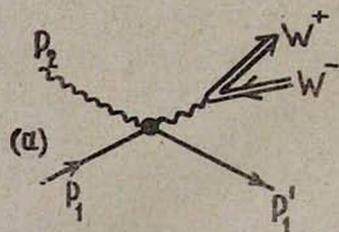


Рис. 2.

поэтому при $s \gg M^2$ сечение определяется диаграммой рис. 1. При $x \neq 0$ вклад диаграммы рис. 2 может оказаться сравнимым с вкладом диаграммы рис. 1.

¹ В связи с этим отметим, что выражение для сечения комптоновского рассеяния фотона на W -мезоне при $x = -1$, приведенное в работе [2], ошибочно. Правильный результат имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{k_2}{k_1} \right)^2 \left[(1 + \cos^2 \theta) + \frac{1}{3} (5 + \cos^2 \theta) \frac{k_1^2 + k_2^2}{M^2} - \frac{8}{9} \frac{k_1 k_2}{M^2} \cos^2 \theta \right],$$

где обозначения соответствуют работе [2].

4. Для процесса (1а) когерентного рождения пары W-мезонов на ядре формфактор ядра обрезает интегрирование по t при $t = t_0^A \approx \approx 0,42/A^{2/3}(\Gamma_{эв})^2$. Для достаточно тяжелых ядер $R_A = \sqrt{\frac{t_0^A}{M_A^2}} \approx 0,69 A^{-1/3} \ll \ll 1$, поэтому основную роль играют переданные импульсы $t \ll M_A^2$, а следовательно, $\frac{\Delta^2}{s} \lesssim R_A \ll 1$ и формула (5) принимает вид

$$d\sigma = \frac{\alpha^2 Z^2 F^2(t)}{\pi} \frac{dt}{t} \frac{d\Delta^2}{\Delta^2} \left(1 - \frac{M_A^2 \Delta^4}{ts^2}\right) \sigma_{\gamma}(\Delta^2), \quad (15)$$

где $F(t)$ — формфактор ядра. Анализ показывает, что в данном случае вид формфактора оказывается несущественным, поэтому с хорошей точностью можно пользоваться ступенчатым приближением ($F(t)=1$ при $t \leq t_0^A$ и $F(t)=0$ при $t > t_0^A$). Интегрируя (15) по области изменения переменных, которая в этом случае принимает вид

$$\frac{M_A^2 \Delta^4}{s^2} \leq t \leq t_0^A, \quad 4M^2 \leq \Delta^2 \leq sR_A, \quad (16)$$

получаем¹

$$\sigma_{\gamma A} = \frac{\alpha^2 Z^2 s R_A}{18 M^4} P(x). \quad (17)$$

5. Сечения процессов (2) могут быть получены аналогичным образом, если считать частицу a электроном, а частицу b — нуклоном (ядром). В этом случае интегрирование по переданному импульсу не обрезается и поэтому вклад в интеграл по t дает вся область. При $x=0$ сход с массовой поверхности фотона не приводит к появлению в сечении виртуального фоторождения членов типа $\frac{\Delta^2 t}{M^6}$, поэтому метод ВВ применим с логарифмической

точностью и для получения результата можно воспользоваться (8), где под $\sigma_{\gamma}(\Delta^2)$ надо понимать $\sigma_{\gamma p(n)}$ или $\sigma_{\gamma A}$, определяемые формулами (14) и (17). Применимость метода ВВ в этом случае обеспечивается ультрарелятивизмом электрона, испускающего γ -квант.

Интегрируя (8) по области изменения переменных (13), где $m_a = m_e$, при $s \gg M^2$ и $x=0$ для процессов (2а) и (2в) соответственно получаем

$$\sigma_{ep}^{\circ} = \frac{5\alpha^4}{36\pi} \frac{s}{M^4} [0,44 + 0,022 \mu_p^2] \ln \frac{s}{m_e^2}, \quad (18a)$$

$$\sigma_{en}^{\circ} = \frac{5\alpha^4}{36\pi} \frac{s}{M^4} [0,022 \mu_n^2] \ln \frac{s}{m_e^2},$$

¹ В работе [2] при вычислении сечения (1а) неверно использован метод ВВ. В наших обозначениях это эквивалентно учету только первого члена в (15). Соответствующие результаты работы [4] также расходятся с нашими.

$$\sigma_{eA}^* = \frac{5\alpha^4 Z^2}{27\pi} \frac{sR_A}{M^4} \ln \frac{s}{m_e^2}. \quad (19a)$$

При $x \neq 0$ сход с массовой поверхности фотона приводит к появлению дополнительных членов типа $\frac{t\Delta^2}{M^6}$ в сечении виртуального фоторождения, поэтому в такой форме методом ВВ пользоваться нельзя.

Вычисление асимптотических выражений для сечений процессов (2) при $x = \pm 1$ может быть также проведено с помощью метода ВВ, но уже виртуальному фотону, испускаемому нуклоном (ядром). В этом случае сечения процессов (2) можно выразить через сечение фоторождения $\gamma + e \rightarrow e + W^+ + W^-$, полученное в [11]. Применимость метода ВВ здесь обеспечивается, аналогично разделу 2, обрезавшей ролью формфакторов. Воспользовавшись формулой (5), в которой $\sigma_\gamma(\Delta^2)$ — сечение процесса $\gamma + e \rightarrow e + W^+ + W^-$ [11]

$$\sigma_\gamma(\Delta^2) = \frac{\alpha^3 \Delta^4}{32 M^6} \quad (x = -1),$$

$$\sigma_\gamma(\Delta^2) = \frac{\alpha^3 \Delta^3}{72 M^4} \ln \frac{\Delta^2}{m_e^2} \quad (x = +1),$$

для процесса (2a) при $s \gg M^2$ получим

$$\sigma_{ep}^{+1} = \frac{\alpha^4 s}{72 \pi M^4} [0,44 + 0,022 \mu_p^2] \ln \frac{s}{m_e^2} \quad (x = +1), \quad (18a)$$

$$\sigma_{en}^{+1} = \frac{\alpha^4 s}{72 \pi M^4} [0,022 \mu_n^2] \ln \frac{s}{m_e^2}$$

$$\sigma_{ep}^{-1} = \frac{\alpha^4}{32 \pi} \frac{s^2}{M^6} [0,035 + 0,048 \mu_p^2] \quad (x = -1). \quad (18c)$$

$$\sigma_{en}^{-1} = \frac{\alpha^4}{32 \pi} \frac{s^2}{M^6} [0,048 \mu_n^2]$$

Сечение процесса (2в) получим аналогичным образом, воспользовавшись формулой (15)¹,

$$\sigma_{eA}^{+1} = \frac{\alpha^4 Z^2}{54 \pi} \frac{sR_A}{M^4} \ln \frac{s}{m_e^2} \quad (x = +1), \quad (19b)$$

$$\sigma_{eA}^{-1} = \frac{\alpha^4 Z^2}{384 \pi} \frac{s^3 R_A^2}{M^6} \quad (x = -1). \quad (19c)$$

¹ При получении (19c) мы воспользовались дипольной формулой для формфактора $F(t) = \left(1 + \frac{t}{t_0^A}\right)^{-2}$, $t_0^A = 0,42 A^{-2/3} (\Gamma_{\text{эв}})^2$. Пользоваться ступенчатым формфактором с параметром обрезания t_0^A в этом случае нельзя из-за квадратичного роста с Δ^2 сечения фоторождения при $x = -1$ $\left(\sigma_\gamma(\Delta^2) \sim \frac{\Delta^4}{M^6}\right)$.

Заметим, что формулы (18) и (19) описывают вклад в полное сечение диаграмм типа рис. 3. Диаграммы типа рис. 4, по-видимому, дают вклад в полное сечение порядка $\frac{1}{M^2}$ при $x=0$ и порядка $\frac{s}{M^4}$ при $x \neq 0$. Поэтому при $x=0$ и $x=-1$ вкладом этих диаграмм можно пренебречь. При $x=+1$ они могут дать вклад, сравнимый с (18) и (19). Вклад интерференции в полное сечение здесь также отсутствует в силу C -инвариантности.

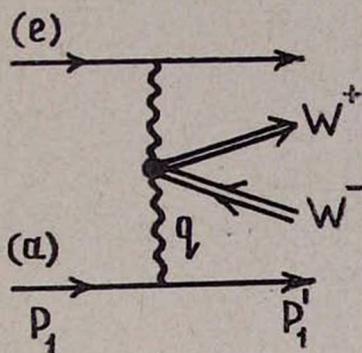


Рис. 3.

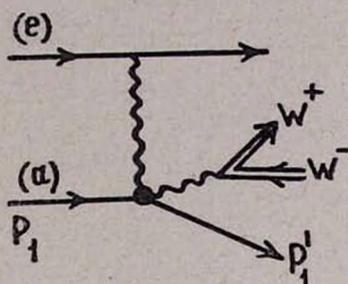


Рис. 4.

Подчеркнем, что полученные формулы описывают поведение сечений в низшем порядке по электромагнитному взаимодействию. В силу неперенормируемости электродинамики W -мезонов область применимости формул теории возмущений ограничена энергиями s_0 , выше которых они приходят в противоречие с основными принципами квантовой теории поля [16—18].

Согласно [2, 16] при $x=0$ $\frac{s_0}{M^2} \sim \frac{8}{\alpha}$, а при $x \neq 0$ $\frac{s_0}{M^2} \sim \frac{1}{x} \sqrt{\frac{24}{\alpha}}$. Для процессов на ядре эти условия несколько видоизменяются, так как ограничения, следующие из условия унитарности, должны быть наложены на величину Δ^2 , а не непосредственно на s , а в силу обрезания переданного импульса $t \lesssim t_0^A$ формфакторами ядра обрезаются также большие Δ^2 , $\Delta^2 \lesssim sR_A$. Поэтому ограничения, следующие из условия унитарности для процессов на ядре, принимают вид

$$\frac{s}{M^2} \lesssim \frac{8}{x} \frac{1}{R_A} \quad (x=0), \quad (20a)$$

$$\frac{s}{M^2} \lesssim \frac{1}{x} \sqrt{\frac{24}{\alpha}} \frac{1}{R_A} \quad (x \neq 0). \quad (20b)$$

Приведем численные оценки. В таблице приведены результаты при $E=10^3$ Гэв (E —энергия налетающей частицы в лаб. системе), $M=5$ Гэв и $x=0$. Для сравнения приведены также полные сечения процессов одиночного рождения W -мезона

$$e + N \rightarrow N + \nu + W^-, \quad (21a)$$

$$e + A \rightarrow A + \nu + W^-, \quad (21b)$$

$$\nu + N \rightarrow N + \mu^- + W^+, \quad (22a)$$

$$\nu + A \rightarrow A + \mu^- + W^+, \quad (22b)$$

взятые из работы [6].

Таблица

Полные сечения различных процессов рождения W -мезонов при лабораторной энергии налетающей частицы $E = 10^3$ Гэв, $M = 5$ Гэв и $z = 0$. $\sigma_{\nu p}^0, \sigma_{\nu n}^0$ — сечения процессов (1a), $\sigma_{ep}^0, \sigma_{en}^0$ — сечения процессов (2a), $\sigma_{ep}^{0'}, \sigma_{en}^{0'}$ — сечения процессов (21a), $\sigma_{\nu p}^0, \sigma_{\nu n}^0$ — сечения процессов (22a); $\sigma_{\nu Fe}^0, \sigma_{eFe}^0, \sigma_{eFe}^{0'}, \sigma_{\nu Fe}^0$ — сечения процессов (1a), (2a), (21a) и (22a) на ядре железа

$\sigma_{\nu p}^0$	$\sigma_{\nu n}^0$	σ_{ep}^0	σ_{en}^0	$\sigma_{ep}^{0'}$	$\sigma_{en}^{0'}$
$5,25 \cdot 10^{-35}$	$7 \cdot 10^{-36}$	$1,85 \cdot 10^{-38}$	$2,47 \cdot 10^{-37}$	$7,78 \cdot 10^{-38}$	$1,13 \cdot 10^{-38}$
$\sigma_{\nu p}^0$	$\sigma_{\nu n}^0$	$\sigma_{\nu Fe}^0/26$	$\sigma_{eFe}^0/26$	$\sigma_{eFe}^{0'}/26$	$\sigma_{\nu Fe}^0/26$
$2,02 \cdot 10^{-36}$	$1,27 \cdot 10^{-37}$	$5,4 \cdot 10^{-34}$	$2,23 \cdot 10^{-35}$	$1,4 \cdot 10^{-37}$	$1,31 \cdot 10^{-35}$

Как видно из таблицы, сечения парного электророжения W -мезонов на нуклоне (2a) оказываются на порядок больше соответствующих сечений одиночного рождения (21a) $\left(\frac{\sigma_{ep}^0}{\sigma_{ep}^{0'}} \sim 25\right)$ и совпадают по порядку величины с сечениями нейтринорождения (22a) $\left(\frac{\sigma_{ep}^0}{\sigma_{\nu p}^0} \sim 0,92\right)$. Для процессов на ядре железа сечения парного электророжения (2a) превышают на два порядка соответствующие сечения одиночного рождения (21a) $\left(\frac{\sigma_{eA}^0}{\sigma_{eA}^{0'}} \sim 160\right)$ и совпадают по порядку величины с сечениями нейтринорождения (22a) $\left(\frac{\sigma_{eA}^0}{\sigma_{\nu A}^0} \sim 1,7\right)$.

Имея в виду степенной рост с энергией сечений исследованных нами процессов (2a) и (2b), можно заключить, что при достаточно высоких энергиях и не слишком больших массах W -мезона эти процессы будут основным источником W -мезонов в eN (eA)-столкновениях. Мы не обсуждаем процессы одиночного рождения W -мезонов в реакциях

$$\gamma + N \rightarrow W + \text{адроны},$$

$$e + N \rightarrow W + e + \text{адроны},$$

обусловленные полуслабым и электромагнитным взаимодействиями. Сечения этих процессов сильно зависят от исходных гипотез и в зависимости от них изменяются в пределах 4—6 порядков [19—20].

Авторы благодарят И. Ф. Гинзбурга, Б. Л. Иоффе, С. Г. Матиняна, В. Г. Сербо и В. Н. Фоломешкина за полезные обсуждения.

Ереванский физический институт
ЛИЯФ АН СССР

Поступила 12.X.1973

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. V. A. Khoze, N. L. Ter-Isaakian. Report at the XVI International Conference on High Energy Physics, Batavia, 1972.
2. S. A. Bludman, J. A. Young. Phys. Rev., 126, 303 (1962).
3. И. В. Лякин, И. С. Цукерман. ЖЭТФ, 42, 1619 (1962).
4. В. Г. Компаниец, В. Н. Фоломешкин. ЯФ, 8, 966 (1968).
5. В. Г. Компаниец. ЯФ, 12, 826 (1970).
6. R. Brown, J. Smith. Phys. Rev., D3, 207 (1971).
7. L. M. Lederman, B. G. Pope. Phys. Rev. Lett., 27, 765 (1971).
8. В. В. Соловьев, И. С. Цукерман. ЖЭТФ, 42, 125 (1962).
9. C. N. Llewellyn Smith. SLAC-PUB-958, Chapter 3, 135 (1971).
10. А. М. Алтухов, И. Б. Хриплович. ЯФ, 13, 633 (1971).
11. Н. Л. Тер-Исаакян, В. А. Хозе. ЯФ, 15, 87 (1972); ЖЭТФ, 62, 42 (1972).
12. В. Н. Грибов, В. А. Колжун, Л. Б. Окунь, В. М. Шехтер. ЖЭТФ, 41, 1839 (1961).
13. M. Gourdin. Nucl. Phys., B32, 415 (1971).
14. С. Г. Матинян, Н. Л. Тер-Исаакян, В. А. Хозе, Ю. Г. Шахназарян. ЯФ, 16, 793 (1972).
15. J. Oppenheimer. Phys. Rev., 59, 462 (1941).
16. Л. Д. Ландау. ЖЭТФ, 10, 718 (1940).
17. Б. Л. Иоффе, М. В. Терентьев. ЖЭТФ, 47, 744 (1964).
18. Б. Л. Иоффе. ЖЭТФ, 47, 975 (1964).
19. H. W. Hearing, M. Pratar, J. Smith. Phys. Rev., D5, 177 (1972).
20. K. O. Mikaelian. Phys. Rev., D5, 70 (1972).

ԲԱՐՁՐ ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ ՄԱՍԻԿԿԵՆԵՐԻ ԿՈՂՄԻՑ W-ՄԵԶՈՆՆԵՐԻ ԶՈՒՅԳՆԵՐԻ ԱՌԱՋԱՑՄԱՆ ԷԼԵԿՏՐՈՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ՄԵԽԱՆԻԶՄԻ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Ն. Լ. ՏԵՐ-ԻՍԱԿՅԱՆ, Վ. Ա. ԽՈԶԵ

Ստացված են արտահայտություններ նուկլոնի և միլոնի վրա W -մկոնների ֆոտո- և էլեկտրոտառաջման լրիվ կտրվածքների համար:

Հաշիվները կատարված են կովարիանտ տեսքի վեյզեկեր-Վիլյամսի մեթոդի օգնությամբ:

ON THE ELECTROMAGNETIC MECHANISM OF W-BOSON PAIR PRODUCTION BY HIGH ENERGY PARTICLES

N. L. TER-ISAAKIAN, V. A. KHOZE

The theoretical total cross-sections for W-boson pair photo- and electroproduction processes on nucleon and nucleus are obtained in the asymptotic energy region. The calculations are carried out by means of the covariant formulation of the Weizsäcker-Williams method. The features of the application of this method to the W-boson production processes are discussed.