

ЯФ, 1968, т. 8, в. 3,  
с. 554-558

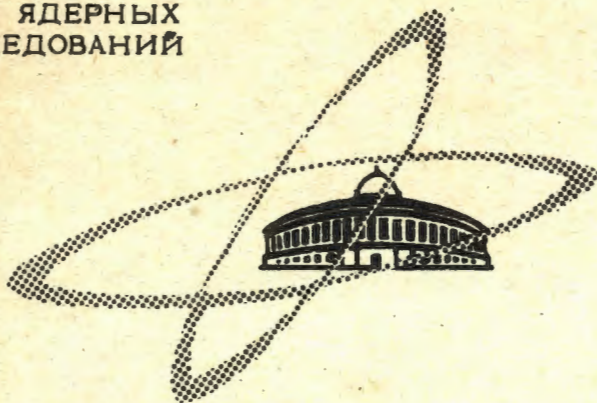
26/III-68

Г-371

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 3704



С.Б.Герасимов, В.А.Сердюцкий

МОДЕЛЬ ВЕКТОРНОЙ ДОМИНАНТНОСТИ  
И ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ  $\gamma$  p - ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1968

**P2 - 3704**

С.Б.Герасимов, В.А.Сердюцкий

**МОДЕЛЬ ВЕКТОРНОЙ ДОМИНАНТНОСТИ  
И ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ  $\gamma$   $\rho$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ**

Направлено в ЯФ



Широко используемый в последнее время в теории сильных и электромагнитных взаимодействий метод дисперсионных правил сумм позволяет устанавливать соотношения между различными константами связи и параметрами низкоэнергетического и (или) высокоэнергетического рассеяния частиц /1/. В настоящей работе в рамках модели векторной доминантности электромагнитного взаимодействия адронов /2,3/ (дальнейшие ссылки на литературу по этому вопросу можно найти, например, в обзорной статье Йоса /4/) обсуждается правило сумм, связывающее сечение  $\gamma p$  - взаимодействия с константой перехода фотон-вектон и параметрами высокоэнергетического мезон-нуклонного рассеяния. Проведено сравнение полученного из правила сумм значения константы с данными различных экспериментов. Константа связи  $G_{\gamma V}$  определяется через матричный элемент перехода

$$\langle 0 | j_{\mu}(0) | V(q) \rangle = \frac{G_{\gamma V} m_V^2}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2q^0}} \epsilon_{\mu}(q) \quad (1)$$

и играет фундаментальную роль во всех применениях модели векторной доминантности к конкретным процессам. Матричный элемент (1) при  $q^2 = m_V^2$  описывает лептонные распады  $V \rightarrow \ell^+ + \ell^-$ , при  $q^2 = 0$  константа  $G_{\gamma V}(0)$  входит в матричные элементы радиационных распадов

и процессов фоторождения мезонов и при  $q^2 < 0$  - в электромагнитные формфакторы мезонов и барионов <sup>1/4</sup>. В формуле (1)  $j_\mu$  - оператор электромагнитного тока,  $\epsilon_\mu(q)$  - 4-вектор поляризации векторного мезона с импульсом  $q$  и массой  $m_V$ . Исходным пунктом получения дисперсионных правил сумм является формула Коши для амплитуды  $\gamma p$ -рассеяния вперед:

$$f(E) = \frac{1}{2\pi i} \oint \frac{f(E')}{E' - E} dE'. \quad (2)$$

Контур интегрирования в комплексной плоскости энергии в формуле (2) определяется, как обычно, общими условиями микропричинности и спектральности. Опуская стандартные промежуточные выкладки <sup>1/1</sup>, мы приведем окончательный вид правил сумм для  $\gamma p$  - взаимодействия:

$$-2\pi^2 \frac{\alpha}{M} = \int_0^A \sigma_{\gamma p}(E) dE + J_0(A), \quad (3)$$

$$0 = \int_0^A E^2 \sigma_{\gamma p}(E) dE + J_2(A), \quad (4)$$

где  $\sigma_{\gamma p}$  - полное сечение  $\gamma p$  - взаимодействия,  $M$  - масса нуклона,  $\alpha = 1/137$ ,  $J_n(A)$  - интеграл в комплексной плоскости энергии по большому кругу радиуса  $A$  от амплитуды  $\gamma p$  - рассеяния вперед.

При получении (3) использовался известный низкоэнергетический предел амплитуды комптон-эффекта в нулевом порядке по частоте фотона при  $E \rightarrow 0$ .

Для вычисления  $J_n(A)$  в (3) и (4) сделаем следующие предположения.

1. Модель векторной доминантности и подавление процессов с обменом изоспина  $I \neq 0$  в  $t$  - канале при  $E \rightarrow \infty$  позволяет записать

$$\sigma(\gamma p) = G_{\gamma\rho}^2 \sigma(\rho^0 p) + G_{\gamma\omega}^2 \sigma(\omega p) + G_{\gamma\phi}^2 \sigma(\phi p). \quad (5)$$

Диаграммный смысл приближения (5) иллюстрируется на рис.1.

2. Применяя для параметризации амплитуд  $VN$  - рассеяния при  $E \rightarrow \infty$  аддитивную модель кварков /5/ и предполагая спиновую независимость сечений при высоких энергиях, находим

$$\sigma(\rho^0 p) = \sigma(\omega p) = \frac{1}{2} (\sigma(\pi^+ p) + \sigma(\pi^- p)),$$

$$\sigma(\phi p) = \frac{1}{2} (\sigma(K^+ p) + \sigma(K^- p) + \sigma(K^0 p) + \sigma(\bar{K}^0 p) - \sigma(\pi^+ p) - \sigma(\pi^- p)). \quad (6)$$

Если использовать соотношение /6/

$$2(\sigma(K^+ p) + \sigma(K^- p)) = \sigma(K^0 p) + \sigma(\bar{K}^0 p) + \sigma(\pi^+ p) + \sigma(\pi^- p), \quad (7)$$

то, подставляя (6) - (7) в (5), получим

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma p) = & \frac{1}{2} [G_{\gamma\rho}^2 + G_{\gamma\omega}^2 - 2G_{\gamma\phi}^2] (\sigma(\pi^+ p) + \sigma(\pi^- p)) + \\ & + \frac{3}{2} G_{\gamma\phi}^2 (\sigma(K^+ p) + \sigma(K^- p)). \end{aligned} \quad (8)$$

Подчеркнем, что все константы  $G_{\gamma V}(q^2)$  в (8) берутся при одинаковом значении  $q^2 = 0$ . Представляется естественным поэтому использовать в качестве первого приближения соотношение  $SU(3)$  - симметрии

$$G_{\gamma\rho}^2 : G_{\gamma\omega}^2 : G_{\gamma\phi}^2 = 9 : 1 : 2. \quad (9)$$

В результате получаем

$$\sigma_{\gamma p} = \frac{1}{3} G_{\gamma p}^2 (0) (\sigma(\pi^+ p) + \sigma(\pi^- p) + \sigma(K^+ p) + \sigma(K^- p)). \quad (10)$$

Интеграл по большому кругу от амплитуд МВ-рассеяния можно выразить через экспериментальные величины - длины рассеяния, константы связи  $g(MVB)$  и полные сечения  $\sigma(MB)$  в интервале от порога до  $E = A$ . Однако, как показывает вычисление различных правил сумм для МВ-рассеяния /7/, этот интеграл с хорошей точностью аппроксимируется выражением вида

$$J_n(A) = - \int_0^A E^n \left[ \sum_1 B_1 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{\alpha_1 - 1} \right] dE, \quad (11)$$

где  $B_1$  и  $\alpha_1$  - известные параметры теории полюсов Редже. В дальнейшем мы примем форму (11) со следующими значениями параметров /8/

$$\sigma(\pi^+ p) + \sigma(\pi^- p) = 2 (B_p + B_p' E^{-1/2}), \quad (12)$$

где  $B_p = 19,7$  мб,  $B_p' = 19,6$  мб и

$$\sigma(K^+ p) + \sigma(K^- p) = 2 (C_p + C_p' E^{-1/2}), \quad (13)$$

где  $C_p = 17,7$  мб,  $C_p' = 5,7$  мб и все энергии в формулах (12) и (13) берутся в единицах Гэв.

В формуле (13) мы не учитываем вклад  $R$  - траектории /8/ с изоспином  $I = 1$ , так как это было бы превышением точности принятого ранее приближения (5). Заметим, что численно этот вклад невелик. Экспериментальные значения  $\sigma_{\gamma p}(E)$  в интервале энергий  $E_{\text{пор}} \leq E \leq A = 5$  Гэв были найдены путем суммирования сечений фоторождения мезонов, взятых из работ /9-11/. График зависимости  $\sigma_{\gamma p} = \sigma(E)$  изображен на

рис.2. Полное сечение фотопоглощения в области  $E > 1$  Гэв известно с невысокой точностью, поэтому мы приведем только результат вычисления правила сумм (3)

$$-0,06 \text{ мб.Гэв} = 0,445 \text{ мб.Гэв} - 2/3 G_{\gamma\rho}^2 301 \text{ мб.Гэв}, \quad (14)$$

откуда следует

$$G_{\gamma\rho}^2(0) = 0,34 \alpha. \quad (15)$$

Из формул (10), (12), (13), (15) можно получить асимптотический предел сечения  $\sigma_{\gamma\rho}(E)$  при  $E \rightarrow \infty$

$$\sigma_{\gamma\rho}(\infty) = 62 \text{ мкб.} \quad (16)$$

Ниже приводится таблица значений  $G_{\gamma\rho} = G(m_\rho^2)$ , которые были получены из лептонных распадов векторных мезонов, а также из сечения обратного процесса  $e^+ + e^- \rightarrow \rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ , измеренного в опытах со встречными электрон-позитронными пучками.

Таблица 1

Реакция	$V \cdot 10^5$	$G_{\gamma\rho}^2 \alpha^{-1}$	Ссылка
$\pi^- + p \rightarrow e^+ + e^- + n$	$3,5 \pm 0,9$	0,34	/12/
$\gamma + C \rightarrow \mu^+ + \mu^- + C$	$5,9 \pm 1,5$	0,56	/13/
$\pi^- + C \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \dots$	$5,8 \pm 1,2$	0,55	/14/
$\gamma + C \rightarrow e^+ + e^- + C$	$6,5 \pm 1,4$	0,62	/15/
$e^+ + e^- \rightarrow \pi^+ + \pi^-$	$5,41 \pm 0,89$	0,52	/16/
$e^+ + e^- \rightarrow \pi^+ + \pi^-$	$4,8 \pm 0,7$	0,30	/17/

Значения  $G_{\gamma\rho}^2$  в таблице 1 вычислялись по формуле

$$G_{\gamma\rho}^2 = \frac{3V\Gamma(\rho \rightarrow \pi\pi)}{\alpha m_\rho}, \quad (17)$$

где  $V = \Gamma(\rho^0 \rightarrow \ell^+ + \ell^-) / \Gamma(\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-)$ ,  $m_\rho = 764$  Мэв и ширина  $\rho^0$ -мезона всюду полагалась равной  $\Gamma_\rho = 130$  Мэв, за исключением последнего результата в таблице, где мы использовали значение  $\Gamma_\rho = 90$  Мэв, согласно экспериментальным данным Новосибирской группы [17].

В свете возможной зависимости  $G_{\gamma\rho} = G(q^2)$  представляет интерес сравнить величину (15) с результатами других косвенных методов определения  $G_{\gamma\rho}$  при  $q^2 = 0$ . Рассмотрим дифракционную модель фоторождения  $\rho^0$ -мезонов в направлении вперед:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0}^{\gamma\rho \rightarrow \rho^0 p} = G_{\gamma\rho}^2(0) \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0}^{\rho^0 p \rightarrow \rho^0 p} = \frac{G_{\gamma\rho}^2(0) \sigma_{tot}(\rho^0 p)}{16\pi}. \quad (18)$$

Фоторождение  $\rho^0$ -мезонов на малые углы хорошо описывается формулой

$$\frac{d\sigma}{dt} = a \exp(bt) = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} \exp(bt) \quad (19)$$

со значениями параметров при  $E = 5$  Гэв [18/

$$a = 0,125 \text{ мб/Гэв}^2, \quad b = 8,1 \pm 1,5 \text{ Гэв}^{-2}. \quad (20)$$

Подставляя в (18) значение  $\sigma_{tot}(\rho N) \approx 31 \text{ мб}^{15/}$ , получаем

$$G_{\gamma\rho}^2(0) = 0,35 a. \quad (21)$$

Применение модели векторной доминантности к процессу фоторождения пионов при высоких энергиях

$$\gamma + p \rightarrow \rho^0 + p \rightarrow \pi^+ + n \quad (22)$$



дает еще одну возможность определить константу  $G_{\gamma\rho}(0)$ . Согласно<sup>/4/</sup>, получается величина

$$G_{\gamma\rho}^2(0) \approx 0,4 \alpha. \quad (23)$$

Мы видим, что численные значения (15), (21) и (23) хорошо согласуются между собой и несколько хуже-со значениями  $G_{\gamma\rho}(m_\rho^2)$  в таблице 1. Это обстоятельство может служить некоторым указанием на проявление зависимости  $G_{\gamma\nu}(q^2)$  от степени виртуальности. Конечно, этот интересный и важный вопрос требует более тщательного и подробного изучения.

В заключение авторы выражают благодарность А.М.Балдину за полезное обсуждение и поддержку этой работы.

#### Л и т е р а т у р а

1. L.D.Soloviev. Talk at the International Conference on Particles and Fields, Rochester, August 28- September 1, 1967. Preprint E-3511, Dubna, 1967.
2. J.J.Sakurai. Ann. of Phys. 11, 1 (1960).
3. M.Gell-Mann, F.Zachariasen. Phys.Rev., 124, 953 (1961).
4. H.Joos. Preprint DESY 67/13, 1967. Special Problems in High Energy Physics, Ed. by P.Urban, p.320, Wien, 1967.
5. Е.М.Левин, Л.Л.Франкфурт. Письма ЖЭТФ, 2, 105 (1965).
6. H.J.Lipkin. Phys.Rev.Lett., 16, 1015 (1966).
7. А.А.Логунов, Л.Д.Соловьев, А.Н.Тавкхелидзе. Phys.Lett. 24B, 181 (1967). I.Igi, S.Matsuda. Phys.Rev.Lett., 18, 625 (1967). В.И.Журавлев, К.В.Перих, Я.Ф. 6, 165 (1967).
8. R.J.N.Phillips, W.Rarita. Phys.Rev., 139, B1336 (1965).
9. J.T.Beale, S.D.Ecklund, R.L.Walker. Report CTSL-42, Pasadena (1966).

10. Cambridge Bubble Chamber Group. Phys.Rev., 146, 994 (1966).  
Phys. Rev. 155, 1477 (1967).
11. M.G.Hauser. Phys. Rev. 160, 1215 (1967).
12. M.H.Khachatryan, M.A.Azimov, A.M.Baldin et. al. Phys. Lett. 24B, 349 (1967).
13. J.K.de Pagter, J.I.Friedman et al. Phys. Rev.Lett., 17,767(1967).
14. A.Weinmann, E.Engels et al. Phys.Rev.Lett., 18,929 (1967).
15. J.G.Asbury, U.Becker et al. Phys.Rev.Lett.,19,865,896 (1967).
16. S.C.C.Ting, Talk at the International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, SLAC, September, 1967.
17. V.L.Auslander,G.I.Budker et al. Phys.Lett. 25B, 433 (1967).
18. H.Blechschildt, J.P.Dowd et al. Preprint DESY 67/ 30, 1967.  
Nuovo Cim. 52A, 1348 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел  
12 февраля 1968 года.

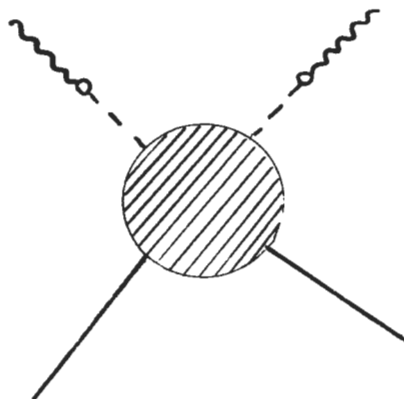


Рис.1. Диаграмма  $u-p$  - рассеяния согласно модели векторной доминантности. Сплошная линия изображает нуклон, волнистая - фотон и - пунктирная - векторный мезон.

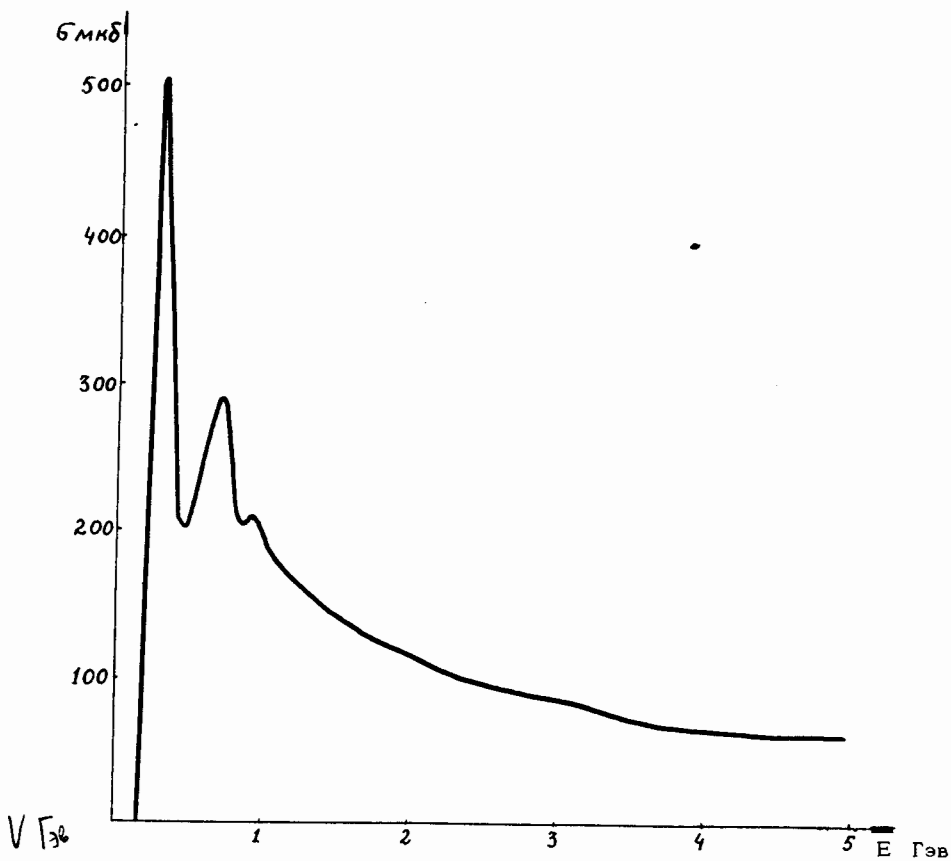


Рис.2. График энергетической зависимости полного сечения  $\nu\mu$ -взаимодействия.