

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P2-85-198

М.А.Иванов, Р.Х.Мурадов\*

К ВОПРОСУ О ПРИРОДЕ  $G_{1590}$ -МЕЗОНА

Направлено в журнал "Письма в ЖЭТФ"

---

\* Азербайджанский государственный университет, Баку

**1985**

В последнее время интенсивно обсуждается вопрос о существовании чисто глюонных состояний - глюониев. На роль скалярного  $0^{++}$ -глюония претендует недавно обнаруженный  $^{1-3/}$  в ИФВЭ/Серпухов/  $G/1590/-$  мезон.

Существование  $G/1590/-$  мезона установлено при исследованиях эксклюзивных  $\pi\bar{p}$ -реакций, когда в конечном состоянии образуются  $2\eta$ -мезона:

$$\pi\bar{p} \rightarrow G(1590)p \rightarrow \eta\eta p.$$

Основные его характеристики  $^{1-3/}$ :

а/ квантовые числа  $I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{++})$ , масса  $m_G = /1592+25/$  МэВ и полная ширина  $\Gamma_G = /210+40/$  МэВ; б/ распады  $G \rightarrow \pi\pi$  и  $\bar{G} \rightarrow K\bar{K}$  подавлены по сравнению с  $\bar{G} \rightarrow \eta\eta$ ; в/ измерено отношение

$$R_{\text{экс}} = \frac{\text{Br}(G \rightarrow \eta\eta')}{\text{Br}(G \rightarrow \eta\eta)} = 2,7 \pm 0,8.$$

Одновременный запрет распадов  $G$ -мезона на пионы и каоны трудно объяснить с точки зрения кварковой модели. В то же время такое явление выглядит естественным, если предположить, что  $G$ -мезон есть связанное состояние из двух глюонов  $^{12/}$ . При этом распад на  $\eta\eta(\eta\eta')$ -мезоны происходит за счет того, что в  $\eta$  и  $\eta'$ -мезонах имеются глюонные добавки  $^{14/}$ , благодаря которым можно объяснить большую разность масс  $\eta$ - и  $\eta'$ -мезонов  $^{15/}$ .

Вопросу о существовании глюония, его свойствах, посвящено достаточно много теоретических работ  $^{16/}$ . Основной трудностью при описании физики глюония является отсутствие динамической схемы, позволяющей самосогласованным образом проводить количественные оценки характеристик глюония: его массы и ширины распадов. В отличие от кварковой физики мезонов и барионов, в которой имеются многочисленные экспериментальные данные, при описании связанных состояний из глюонов трудно получить даже интуитивное представление об их природе, поскольку до настоящего времени отсутствовали сколько-нибудь надежные экспериментальные данные, указывающие на существование глюония. Фактически, в области конфайнмента о составляющих глюонах и о составляющих кварках известно лишь то, что они не наблюдаются в эксперименте.

С этой точки зрения успех виртон-кварковой модели /ВКМ/  $^{17/}$  при описании многочисленных эффектов низкоэнергетической кварковой физики позволяет использовать идеи и методы этой модели для описания глюония. В полной аналогии с предположением о по-

ведении пропагатора кварка в области конфайнмента будем считать, что в данной области глюон также может быть описан виртонным полем, и его пропагатор является целой функцией, а константа связи  $G$ -мезона с глюонами определяется из условия связности  $^{17/}$ .

В соответствии с этим, свободный лагранжиан составляющего глюонного поля запишем в виде

$$\mathcal{L}_0^B = -\frac{1}{2} B^\mu(x) Z_B(\square) B_\mu(x), \quad /1/$$

где оператор  $Z_B(\square)$  ( $\square = -\partial^\mu\partial_\mu$ ) выберем в простейшей форме, удовлетворяющей необходимым для построения  $S$ -матрицы требованиям  $^{17/}$ :

$$Z_B(\square) = \frac{1}{L_B^2} \exp\left(-\frac{L_B^2}{4} \square\right). \quad /2/$$

Соответственно, функция Грина составляющего глюонного поля записывается в виде

$$D_B(x) = -iZ_B^{-1}(\square)\delta(x) = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4 i} \tilde{D}_B(-k^2) e^{ikx}, \quad /3/$$

$$\tilde{D}_B(-k^2) = L_B^2 \exp\left(\frac{L_B^2 k^2}{4}\right).$$

Параметр  $L_B$ , характеризующий масштаб адронных взаимодействий, разумно выбрать равным  $L_B = L_q = L = 1/250$  МэВ.

В дальнейшем будем предполагать, что  $G/1590/-$  мезон является связанным состоянием из двух составляющих глюонов, описываемых лагранжианом  $/1/$ . Лагранжиан взаимодействия запишем в стандартном виде:

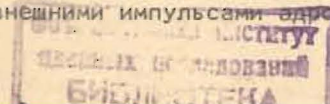
$$\mathcal{L}_G(x) = \frac{g_G}{\sqrt{32}} G(x) F_{\mu\nu}^i(x) F_i^{\mu\nu}(x). \quad /4/$$

где  $F_{\mu\nu}^i(x) = \partial_\mu B_\nu^i(x) - \partial_\nu B_\mu^i(x)$ ,  $i = 1, 2, \dots, 8$ .

Константа связи  $g_G$  определяется из условия связности:

$$Z_G(m_G L, g_G) = 1 + \Sigma'_G(m_G^2) = 0. \quad /5/$$

где  $\Sigma(p^2)$  - массовый оператор глюония /соответствующая диаграмма изображена на рис. 1а/. При расчетах диаграмм, как обычно  $^{17/}$ , пренебрегаем внешними импульсами адронов.





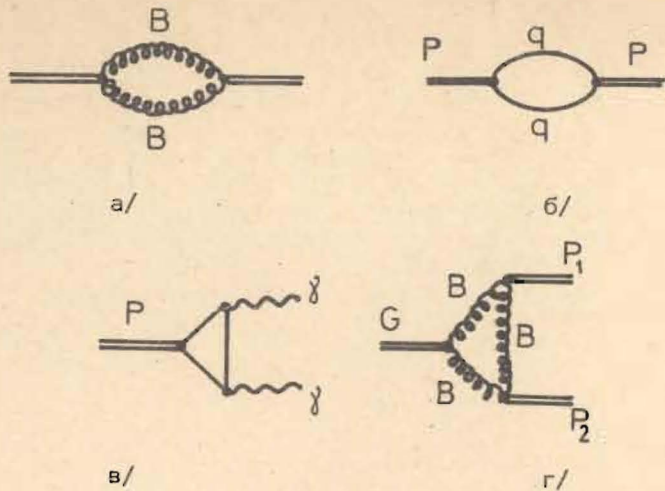


Рис. 1

Численное значение эффективной константы связи G-мезона с глюонами, вычисленное из условия /5/, равно

$$h_G = \frac{g_G^2}{(4\pi L)^2} = 0,0104. \quad /6/$$

В соответствии с вышеизложенным в лагранжиан взаимодействия  $\eta, \eta'$ -мезонов с кварками /7/ добавим члены, учитывающие примесь глюонов:

$$\mathcal{L}_P = \frac{g_P}{\sqrt{2}} [\bar{q}_a i \lambda_P \gamma^5 q_a + \frac{\kappa_P}{4} F_{\mu\nu}^i \tilde{F}_i^{\mu\nu}] P(x). \quad /7/$$

Здесь

$$\tilde{F}_{\mu\nu}^i = \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} F^{\alpha\beta,i}, \quad P = \eta, \eta',$$

$$\lambda_\eta = -\text{diag}(\sin \delta_P, \sin \delta_P, \sqrt{2} \cos \delta_P),$$

$$\lambda_{\eta'} = \text{diag}(\cos \delta_P, \cos \delta_P, -\sqrt{2} \sin \delta_P), \quad \delta_P = \theta - \theta_1, \quad \theta = -11^\circ.$$

В данном случае массовый оператор псевдоскалярных мезонов определяется двумя диаграммами рис. 1а и 1б. Поэтому условие равенства нулю констант перенормировки волновых функций  $\eta, \eta'$ -мезонов не определяет полностью констант связи  $g_P$  и  $\kappa_P$ . Для их однозначного определения потребуем совпадения с экспериментом ширин распадов  $P \rightarrow \gamma\gamma$  /см. рис. 1в/. Отметим, что в отсутствие глюонных членов в /7/ ( $\kappa_P = 0$ ) в ВКМ соответствующие значения ширин являются завышенными.

После стандартных вычислений имеем следующие значения для указанных констант:

$$h_{\eta'} = \left(\frac{g_{\eta'}}{4\pi}\right)^2 = 0,0617, \quad \kappa_{\eta'} = 0,316, \quad h_\eta = \left(\frac{g_\eta}{4\pi}\right)^2 = 0,0804, \quad \kappa_\eta = 0,131. \quad /8/$$

Распады G-мезона на  $2\pi$  и  $K\bar{K}$  запрещены в данном подходе. Переходы  $G \rightarrow \eta\eta(\eta\eta')$  происходят за счет глюонной добавки в лагранжиан /7/, соответствующая диаграмма изображена на рис. 1г. Инвариантная амплитуда в пренебрежении внешними импульсами мезонов равна:

$$M_{inv}(G \rightarrow P_1 P_2) = \frac{2^{15} \sqrt{2}}{9} \left(\frac{\pi}{L}\right) \sqrt{h_G h_{P_1} h_{P_2}} \kappa_{P_1} \kappa_{P_2} (\mu_G^2 - \mu_{P_1}^2 - \mu_{P_2}^2), \quad \mu^2 = \left(\frac{mL}{2}\right)^2. \quad /9/$$

Подставляя численные значения констант связи /8/, получаем

$$\Gamma(G \rightarrow \eta\eta') = \frac{1}{8\pi} \frac{P_{G\eta\eta'}^* M_{inv}^2(G \rightarrow \eta\eta')}{m_G^2} = 160 \text{ МэВ},$$

$$\Gamma(G \rightarrow \eta\eta) = \frac{1}{16\pi} \frac{P_{G\eta\eta}^* M_{inv}^2(G \rightarrow \eta\eta)}{m_G^2} = 80 \text{ МэВ}, \quad /10/$$

что с хорошей точностью согласуется с экспериментальными данными как для полной ширины распада, так и для отношения

$$R = \Gamma(G \rightarrow \eta\eta') / \Gamma(G \rightarrow \eta\eta).$$

Проведенный анализ распадов скалярного G-мезона в предложенной динамической схеме невлетающих глюонов со всей определенностью указывает на то, что если данный мезон существует и обладает перечисленными характеристиками, то он является глюонием. Причем каналы распадов  $G \rightarrow \eta\eta(\eta\eta')$  являются основными.

Авторы выражают благодарность Г.В.Ефимову за многочисленные дискуссии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Binon F. et al. Nuovo Cim., 1983, 78A, p.313; ЯФ, 1983, 38, с. 934.
2. Gershtein S.S., Likhoded A.A., Prokoshkin Yu. Z.Phys., 1984, 24C, p.305; Письма в ЯФ, 1984, 39, с. 251.
3. Binon F. et al. Nuovo Cim., 1984, 80A, p.363.
4. Novikov V.A. et al. Phys.Lett., 1979, 86B, p.347; Goldberg H. Phys.Rev.Lett., 1980, 44, p.363.
5. Crewther R.J. Riv. Nuovo Cim., 1979, 2, p.63; Говорков А.Б. ЯФ, 1981, 33, с. 1126.

6. Fritzsche H., Gell-Mann M. In: Proc. XVI Intern. Conf. on High Energy Physics, Batavia, 1972, v.2, p.135; Shifman M. Z.Phys., 1981, 9С, p.347; Вайнштейн А.И. и др. ЭЧАЯ, 1982, 13, с.542; Aizawa N., Maki Z., Umemura I. Prog.Theor.Phys., 1982, 68, p.2120.
7. Ефимов Г.В., Иванов М.А. ЭЧАЯ, 1981, 12, с.1220; Dubnickova A.Z., Efimov G.V., Ivanov M.A. Fort.Phys., 1979, 27, p.403.

Рукопись поступила в издательский отдел  
1 апреля 1985 года.

Иванов М.А., Мурадов Р.Х.  
К вопросу о природе G/1590/-мезона

P2-85-198

Свойства недавно обнаруженного в ИФВЭ G/1590/-мезона рассмотрены в рамках модели, основанной на том, что взаимодействие между адронами переносится их невылетающими составляющими /спи-  
норным и векторным виртонным полями/. Имеющиеся эксперимен-  
тальные данные говорят в пользу того, что G/1590/-мезон явля-  
ется скалярным глюонием.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод Г.Г.Сандуковской.

Ivanov M.A., Muradov R.Ch.  
To the Question about the Nature of the G(1590)-Meson

P2-85-198

The properties of the G(1590)-meson in the IPHE recently discovered are discussed in the framework of the quark-gluon-  
virton model. This model is based on the assumption that the interaction between hadrons in the low-energy region is due to the exchange by confined quark and gluon fields. It is shown that the present experimental data indicate that the G(1590)-meson is the gluonium.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985