Международная школа по теоретической физике / Ялта 1966г /

МЕЗОННОЕ ПОЛЕ КВАРКОВ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

А. М. БАЛДИН

Введение

В лекциях А. Н. Тавхелидзе дан обзор развития модели кварков, в которой эти частицы претендуют на исключительную роль и рассматриваются как точечные. Цель настоящей лекции — рассказать о попытках рассмотрения кварков как реальных сильновзаимодействующих частиц, обладающих собственным мезонным полем и соответственно формфакторами. Если рассматривать кварки на основе тех понятий о сильновзаимодействующих частицах, которые сейчас существуют, то введение их собственного мезонного поля и соответственно размеров естественно. При таком подходе, однако, неизбежно возникает вопрос о том, что если уж мы ввели кварки как праматерию, из которой состоят все частицы, в том числе и мезоны, то логично ли говорить о мезонном поле кварков? Ответ на этот вопрос зависит от цели, которую мы поставим. Поскольку высокая цель — проведение на основе модели кварков программы типа программы Гейзенберга для нелинейной теории поля представляется сейчас трудно осуществимой, то естественно поставить более скромную цель — описать некоторый круг экспериментально наблюдаемых явлений на основе существующих методов теории поля. При такой постановке, как нас учит опыт физики твердого тела и ядерной физики, главная проблема заключается в выборе адекватных задач квазичастиц (введение коллективных переменных в ядерной физике, преобразование Боголюбова в случае теории сверхпроводимости и т. п.). Ввиду некоторых успехов модели кварков, естественно попытаться рассматривать мезоны, барионы и кварки как квазичастицы единого поля. Эта точка зрения может объяснить успех понятия «кварк», если окажется, что кварки не существуют в свободном состоянии (например, они могут оказаться аналогом колебаний поверхности ядра). В то же время она не противоречит и рассмотрению кварков как праматерии, ибо, например, в физике твердого тела наряду с квазичастицами — фононами — в теории фигурируют «настоящие» частицы — электроны (или в теории Бора—Моттельсона наряду с колебаниями поверхности ядра — отдельные нуклоны).

В первой части лекции мы рассмотрим электромагнитную структуру нуклона и покажем, что простейшая модель точечных кварков приводит к противоречиям с экспериментом. Введение собственной структуры кварков устраняет эти трудности.

Во второй части рассматривается модель, позволяющая делать оценки сечений некоторых процессов и вероятностей распадов резонансов. Результаты расчетов сравниваются с экспериментом.

В третьей части обсуждается ряд трудных вопросов, связанных со сформулированной моделью.

1. Электромагнитная структура нуклона

Как известно, удивительные закономерности в поведении формфакторов нуклонов, обнаруженные экспериментально, нашли хорошее объяснение как в теории высших симметрий, так и в модели кварков. Причем оба подхода дают одинаковые результаты. В связи с этим представляет значительный интерес рассмотрение другых характеристик электромагнитной структуры частиц. Особое значение приобретают результаты, которые могут быть получены только на основе модели кварков, но не полученные из симметрий. В теории взаимодействия электромагнитного излучения с атомами, молекулами и ядрами широко используются правила сумм. Правила сумм замечательны тем, что связывают интегралы от полных сечений поглощения электромагнитного излучения определенной мультипольности со средними квадратичными флуктуациями соответствующих мультипольных моментов в основном состоянии системы. Таким образом, измеряя сечения поглощения фотонов квантовыми системами, мы можем делать заключения об электромагнитной структуре основного состояния системы (распределение зарядов, магнитных моментов, поляризуемостей и т. п.). Естественно попытаться применить правила сумм для исследования электромагнитной структуры элементарных частиц.

Подробное исследование области применимости классических правил сумм (типа правил сумм Томаса—Райхе—Куна или правила сумм Крамерса—Гейзенберга, или Левинджера—Бете) на основе последних достижений квантовой теории поля и их релятивистское обобщение были проведены С. Б. Герасимовым [2]. Он же применил их к элементарным частицам и в особенности к кварковым моделям. Эта часть настоящей лекции основана на результатах работ С. Б. Герасимова [2, 3].

Амплитуда реакции поглощения фотона протоном имеет вид

$$T_{if} = \sqrt{\frac{M}{2\omega E_1}} \int d^3x e^{i\vec{k}\vec{x}} \langle f | \vec{\epsilon}\,\hat{\vec{j}}(x) | p, \lambda \rangle, \tag{1.1}$$

где f — произвольное конечное состояние (в основном речь будет идти о фоторождении мезонов), p, k — 4-векторы протона и фотона, $\vec{\epsilon}$ и λ — вектор поляризации фотона и спиновый индекс протона в основном состоянии.

Смысл использованных ниже предположений удобно пояснить, воспользовавшись тождеством

$$(\hat{\vec{j}}\vec{A}) = (\hat{\vec{j}}, \vec{\nabla}) \left\{ (\vec{\epsilon} \cdot x) \int_0^1 ds e^{i\vec{k}\vec{x}s} + i([\hat{\vec{j}} \cdot \vec{x}] \cdot [\vec{k}\vec{\epsilon}]) \int_0^1 s ds e^{i\vec{k}\vec{x}s}; \right.$$

учитывая закон сохранения тока

$$\vec{\nabla}\vec{j} = -\frac{\partial\hat{\rho}}{\partial t} = i[\hat{H}, \hat{\rho}],$$

первый член можно выразить через оператор плотности заряда $\hat{\rho}(\vec{x})$. Если далее разложить экспоненту в ряд и оставить в первом слагаемом два члена разложения, а во втором один, то мы получим амплитуды $E1$ и $E2$ переходов и амплитуду $M1$ перехода в длинноволновом приближении:

$$T_{E1}(\omega) = i\omega \sqrt{\frac{M}{2\omega E_1}} \langle f | \vec{\epsilon}\hat{\vec{D}} | p, \lambda \rangle,$$

$$T_{M1}(\omega) = i\omega \sqrt{\frac{M}{2\omega E_1}} \langle f | \vec{\nu}\hat{\vec{M}} | p, \lambda \rangle,$$

$$T_{E2}(\omega) = i\omega^2 \sqrt{\frac{M}{2\omega E_1}} \langle f | \epsilon_\alpha n_\beta \hat{Q}_{\alpha\beta} | p, \lambda \rangle,$$

где

$$\vec{\lambda} = [\vec{n} \cdot \vec{\epsilon}], \quad \vec{n} = \frac{\vec{k}}{\omega},$$

а операторы имеют вид:

$$\hat{D}_\alpha = \int x_\alpha \hat{\rho}(\vec{x})\, d^3x, \tag{1.2}$$

$$M_\alpha = \frac{1}{2} \int [\vec{x}\, \vec{j}(\vec{x})]_\alpha\, d^3x, \tag{1.3}$$

$$Q_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \int x_\alpha x_\beta \hat{\rho}(\vec{x})\, d^3x. \tag{1.4}$$

Аналогично можно рассмотреть и высшие мультипольные моменты.

Для целей настоящей лекции достаточно ограничиться выписанными переходами.

Полное сечение дипольного поглощения в системе центра масс имеет вид

$$\sigma_{E1}(\omega) = (2\pi)^4 \mathop{S}_{f} \frac{\omega M}{E_1 + \omega} |\langle f | \vec{\epsilon}\hat{\vec{D}} | p, \lambda \rangle|^2 \delta^4\Big(k + p - \sum p_i\Big) \prod_f \frac{d^3 p_f}{(2\pi)^3}, \tag{1.5}$$

где S_f означает суммирование и интегрирование по всем переменным конечных состояний.

Проинтегрируем правую часть (1.5) и перейдем от хевисайдовой к гауссовой системе единиц:

$$\sigma_{E1}(\omega) = 4\pi^2 \mathop{S}_{f} \frac{\omega M}{\omega + \sqrt{\omega^2 + M^2}} |\langle f | \vec{\epsilon}\hat{\vec{D}} | p, \lambda \rangle|^2 \delta(\omega + \sqrt{\omega^2 + M^2} - E_f) \prod_f{}' \frac{d^3 p_f}{(2\pi)^3}. \tag{1.6}$$

Усредним по поляризациям фотонов и проинтегрируем правую и левую часть равенства (1.6) по энергии фотона, умножив предварительно обе части на множитель, позволяющий в правой части провести суммирование по полной системе функций $|f\rangle$. В результате простых преобразований найдем

$$\sigma_{-1}(E1) \equiv \int_{\omega_{\text{порог}}}^{\infty} \frac{(\omega + \sqrt{\omega^2 + M^2})^2}{\omega M \sqrt{\omega^2 + M^2}} \sigma_{E1}(\omega)\, d\omega = \frac{4\pi^2}{3} \langle \hat{\vec{D}}^2 \rangle_0. \tag{1.7}$$

Левую часть этого равенства удобнее вычислять в лабораторной системе координат:

$$\sigma_{-1}(E1) = \int\limits_{\omega_{\text{порог}}}^{\infty} \frac{\sqrt{1+2\frac{\omega}{M}}}{\omega} \sigma_{E1}(\omega)\, d\omega = \frac{4\pi^2}{3} \langle \hat{\vec{D}}^2 \rangle_0, \tag{1.8}$$

где ω — энергия фотона в лабораторной системе координат; аналогично получаются правила сумм:

$$\sigma_{-1}(M1) = \int\limits_{\omega_{\text{порог}}}^{\infty} \frac{\sqrt{1+2\frac{\omega}{M}}}{\omega} \sigma_{M1}(\omega)\, d\omega = \frac{4\pi^2}{3} \langle \hat{\vec{M}}^2 \rangle_0, \tag{1.9}$$

$$\sigma_{-3}(E2) = \int\limits_{\omega_{\text{порог}}}^{\infty} \frac{\left(1+2\frac{\omega}{M}\right)^{3/2}}{\omega^3} \sigma_{E2}(\omega)\, d\omega = 4\pi^2 \langle \hat{Q}^2_{\alpha\beta} \rangle_0. \tag{1.10}$$

Мы сохранили за полученными правилами сумм их обычные для ядерной физики обозначения [4], хотя весовые функции в интегралах отличаются от ω^{-1} и ω^{-3} из-за использования релятивистской кинематики.

Как видно из изложенного, основными гипотезами при выводе правил сумм являются длинноволновое приближение и достаточно быстрая сходимость интегралов. Длинноволновое приближение состоит в том, что при вычислении сечения предполагается справедливым равенство

$$\frac{(2l+1)!!\, J_l(\omega r)}{(\omega r)^l} \approx 1,$$

где $J_l(\omega r)$ — сферическая функция Бесселя.

Это означает, что ошибки из-за использования длинноволнового приближения определяются размерами эффективной области взаимодействия и относительным вкладом в интегралы (1.8)—(1.10) области высоких энергий. Очевидно, что наиболее благоприятны условия для сравнения с экспериментом правила сумм $\sigma_{-3}(E2)$, в котором весовая функция подавляет вклад высоких энергий.

Для характеристики применимости правил сумм укажем, что на основе применения правила сумм $\sigma_{-1}(E1)$ к реакции фоторасщепления ядра He^3, изученной в ФИАНе, был определен с точностью приблизительно 10% среднеквадратичный электрический радиус этого ядра $\sqrt{\langle r^2 \rangle}$, который был впоследствии непосредственно измерен в опытах по рассеянию электронов на протонах. В качестве примера применения правила сумм $\sigma_{-1}(M1)$ укажем на вычисление С. Б. Герасимовым [2] магнитного момента перехода $N^* \to N + \gamma$. При этом получено

$$\frac{(\mu_{NN^*})_{\text{эксп}}}{(\mu_{NN^*})_{\text{нор}}} \approx 1{,}1$$

и устранено противоречие (см. например [8]) между предсказанным на основе модели кварков (или $SU(6)$-симметрии) и экспериментально наблюдаемым μ_{NN^*}. Цель настоящего параграфа лекции — применение правил сумм для вывода следствий относительно распределения заряда $\hat{\rho}(\vec{x})$ нуклона в модели кварков. В связи с этим в дальнейшем мы будем интересоваться только правилами сумм $\sigma_{-1}(E1)$ и $\sigma_{-3}(E2)$. Левая часть этих правил сумм находится численным интегрированием экспериментально измеренных полных сечений фоторождения мезонов на нуклонах, а правая часть находится исходя из модельных предположений об операторе $\hat{\rho}(\vec{x})$ и волновой функции нуклона в основном состоянии.

Относительно волновой функции нуклона в конфигурационном пространстве трех кварков принимаем, что она является полностью антисимметричной (что соответствует принадлежности нуклона к 56-плету).

Относительно оператора $\hat{\rho}(\vec{x})$ для начала примем

$$\hat{\rho}(\vec{x}) \sum_{i=1}^{3} e_i \hat{\delta}(\vec{x}-\vec{x}_i), \tag{1.11}$$

т. е. считаем кварки точечными частицами, лишенными собственной электромагнитной структуры.

При таких предположениях можно получить [2, 3]

$$\langle \vec{D} \rangle_0^2 = e^2 \langle r^2 \rangle_B,$$

где

$$\langle r^2 \rangle_B = \frac{1}{e} \sum_{i=1}^{3} e_i \langle (\vec{x}_i - \vec{x})^2 \rangle_0, \quad \vec{x} = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^{3} x_i,$$

т. е. $\langle r^2 \rangle_B$ является среднеквадратичным радиусом распределения заряда относительно центра масс. Эту величину можно взять из опытов по рассеянию электронов на нуклонах, что избавит нас от неопределенностей, связанных с незнанием радиальной части волновой функции кварков. Таким образом, для правой части $\sigma_{-1}(E1)$ получается величина $\frac{4\pi^2 e^2}{3} \langle r^2 \rangle_{\text{ch}}^p = 635\ \mu b$. Оценка левой части дает величину $460\ \mu b$. Это расхождение в принципе можно отнести за счет существенной роли области высоких энергий. Уменьшить влияние ошибок вследствие нарушения длинноволнового приближения можно с помощью подходящей весовой функции. В связи с этим обратимся к правилу сумм $\sigma_{-3}(E2)$. При тех же предположениях нетрудно получить для правой части

$$\sigma_{-3}(E2) = \frac{\pi^2 e^2}{15} \langle r^4 \rangle_{\text{ch}}^p.$$

Если использовать для нахождения $\langle r^4 \rangle_{\text{ch}}^p$ данные по рассеянию электронов на протонах, то вклад $E-2$-перехода в фоторождение мезонов оказывается по меньшей мере в три раза завышенным по сравнению с экспериментом. Столь большое расхождение, особенно в случае быстроспадающей весовой функции, нельзя отнести за счет плохой применимости длинноволнового приближения.

Поскольку от волновой функции нам требуются только те свойства симметрии, которые хорошо проверены, то естественно предположить, что выражение для плотности заряда (1.11) не соответствует реальной картине. Иначе говоря, кварки нельзя рассматривать как точечные частицы. Попробуем ввести собственные размеры кварков аналогично тому, как учитываются собственные размеры нуклонов в ядерной физике. Примем для оператора плотности заряда выражение

$$\hat{\rho}(\vec{x}, \vec{x}_i) = \sum_{i=1}^{3} \{P^{\pi} f^{\pi}(|\vec{x} - \vec{x}_i|) + \hat{P}^{\nu} f^{\nu}(|\vec{x} - \vec{x}_i|)\}. \tag{1.12}$$

Здесь $P^{\pi(\nu)}$ — проекционные операторы для π и ν кварков, а функции $f^{\pi(\nu)}$ — формфакторы, нормированные условием

$$\int f^{\pi}(x)\, d^3x = 2/3,$$
$$\int f^{\nu}(x)\, d^3x = -1/3.$$

Теперь связь между квадратичной флуктуацией дипольного и квадрупольного моментов, с одной стороны, и характеристиками распределения заряда, с другой стороны, усложняется и принимает вид

$$\langle \vec{D}^2 \rangle_0 = e^2 \langle r^2 \rangle_B$$

(как и раньше), но

$$\langle r^2 \rangle_{\text{ch}}^{p} = \langle r^2 \rangle_B + \frac{4}{3} \langle r^2 \rangle_{\text{ch}}^{\pi} - \frac{1}{3} \langle r^2 \rangle_{\text{ch}}^{\nu}$$

или, полагая

$$\langle r^2 \rangle_{\text{ch}}^{\pi} = \langle r^2 \rangle_{\text{ch}}^{\nu} = \langle r^2 \rangle_{\text{ch}}^{q},$$

имеем

$$\langle D^2 \rangle_0 = e^2 [\langle r^2 \rangle_{\text{ch}}^{p} - \langle r^2 \rangle_{\text{ch}}^{q}]. \tag{1.13}$$

Аналогично для флуктуации квадрупольного момента имеем

$$\frac{e^2}{60} \langle r^4 \rangle_B = \frac{e^2}{60} \left\{ \langle r^4 \rangle_{\text{ch}}^{p} - \langle r^4 \rangle_{\text{ch}}^{q} - \frac{10}{3} \langle r^2 \rangle_B \langle r^2 \rangle_{\text{ch}}^{q} \right\}. \tag{1.14}$$

Как видно из этих формул, введение эффективных размеров кварков сильно уменьшает величину правой части правил сумм, что и необходимо для ликвидации отмеченного расхождения, причем средние расстояния между кварками должны быть значительно меньше размеров мезонного облака кварков.

Для того чтобы более точно оценить соотношение роли относительного движения кварков и собственного поля кварков в формировании структуры нуклона, проведем следующее рассуждение. Как известно [9], все изученные до сих пор барионные резонансы можно истолковать как трехкварковые состояния, причем для возбуждения орбитального движения кварков (т. е. их относительного движения, описанного выше координатой x) требуется энергия порядка 1 *Гэв*. (Возбуждение резонансов отрицательной четности.) С другой стороны, известно, что реакции образования мезонов идут очень интенсивно при существенно меньших энергиях. Поскольку мезоны также являются связанными состояниями кварк — антикварк, то мы стоим перед проблемой формулировки многокварковой модели. В связи с этим не случайно мы получали плохо согласующиеся с экспериментом результаты: в правую часть правил сумм мы подставляли трехкварковые волновые функции и операторы, а в левую часть — сечения образования мезонов. Таким образом, в левой части были учтены возбуждения не только трехкварковых степеней свободы, но и многокварковых. Учитывая последние, феноменологическим введением размеров кварков мы добились согласия с экспериментом. Попробуем теперь учесть как в левой, так и в правой частях правил сумм только трехкварковые степени свободы; тогда под интегралы в левых частях равенств (1.8) и (1.10) следует подставить сечения образования резонансов с возбуждением орбитального движения кварков. Для $E1$ — поглощения резонансы $1/2^-$, $3/2^-$ и т. д., а в сечение $E2$ — поглощения резонансы $3/2^+$, $5/2^+$ и т. д. Тогда правила сумм позволят оценить порядок величины радиуса «кваркового керна» нуклона.

При вычислении интегралов использовалась теорема о среднем, а резонансы описывались формулой Брайта—Вигнера.

В результате было найдено

из правила сумм $\sigma_{-1}(E1)$

$$\langle r^2\rangle_B \simeq 3{,}2 \cdot 10^{-2}\, fm,$$

из правила сумм $\sigma_{-3}(E2)$

$$\langle r^4\rangle_B \simeq 3{,}9 \cdot 10^{-4}\, fm.$$

Более надежно определение «радиуса керна» на основе $\sigma_{-3}(E2)$. Таким образом, имеем для «радиуса керна» верхнюю оценку:

$$R \lesssim \sqrt[4]{\langle r^4\rangle_B} \simeq 0{,}14\, fm,$$

т. е. относительное движение кварков связано с областью масштаба или меньше нуклонной комптоновской длины волны. Малость R — гарантирует применимость длинноволнового приближения. Аналогичная изложенной модели электромагнитная структура нуклона предлагалась также в виде гипотезы японскими физиками [12].

2. Модель мезонных взаимодействий кварков

Как отмечалось выше, даже если рассматривать проблему образования мезонов исходя из гипотезы о том, что кварки являются праматерией, то все равно мы имеем дело с двумя различными типами движений:

относительным движением кварков, которое характеризуется энергиями возбуждения масштаба, и более легко возбудимым типом движения — испусканием или поглощением связанного состояния кварк—антикварк (испускание и поглощение мезона). Причем характерно, что испускание и поглощение π-мезонов, например в реакциях $N^* \to N + \pi$ или $\rho \to \pi + \pi$, идет с нарушением SU (6)-симметрии, так как в этих реакциях возникает движение кварков с орбитальным моментом, отличным от нуля ($l = 1$). Кроме того, если бы взаимодействие, ответственное за испускание и поглощение мезонов, играло бы существенную роль в формировании масс, то массовые формулы выполнялись бы очень плохо. Все это наводит на мысль, что мы можем описать мезоны феноменологически как самостоятельное поле, существующее наряду с полем кварков [1]. Причем можно надеяться, что взаимодействие мезонов с кварками можно описать по теории возмущений, ибо только в этом случае введение квазичастиц оказывается эффективным.

Поскольку масса кварка должна быть очень большой, то модель взаимодействия псевдоскалярный мезон — кварк задается статическим пределом псевдовекторного варианта взаимодействия

$$\frac{g}{\mu} q^{\alpha} \vec{\sigma} q_{\beta} \vec{\nabla} p_{\alpha}^{\beta}. \tag{2.1}$$

Константу связи g можно найти, усредняя гамильтониан (2.1) по волновым функциям барионов и приравнивая результаты константе мезон-барионного взаимодействия. В частности, рассмотрим вершинную часть π мезон—нуклон; тогда константу g можно будет выразить через константу πNN-взаимодействия.

Гамильтониан взаимодействия мезон—нуклон запишется

$$H = \sum_{i=1}^{3} \frac{g}{\mu} (\vec{\sigma}^i \vec{\nabla}^i) \underset{\rightarrow}{\tau}^i \underset{\rightarrow}{\Phi} (x^i). \tag{2.3}$$

Усредним этот гамильтониан по волновым функциям протона и найдем

$$\frac{g^2}{4\pi} = \frac{9}{25} \frac{f^2}{4\pi} = 0{,}03, \tag{2.3}$$

где $\frac{f^2}{4\pi} = 0{,}08$—константа πNN-взаимодействия. Таким образом, константа связи оказалась действительно малой.

При этом вычислении мы, в согласии с результатами предыдущего раздела, пренебрегли различием между положением центра масс бариона X и положением i-го кварка x_i.

Кроме того, мы пренебрегли радиационными поправками и обменом мезонами между кварками в соответствии с основной гипотезой о возможности пользования теорией возмущения.

Аналогично предыдущему можно найти ширину распада

$$N_{33}^* \to N + \pi,$$

взяв матричный элемент оператора H между состояниями $|N^*\rangle$ и $|N\rangle$*.

В результате для ширины (3/2 3/2)-резонанса получается

$$\Gamma_{33} = \frac{16}{3}\frac{g^2}{4\pi}\left(\frac{p}{\mu}\right)^2 p\frac{M_p}{M^*}. \tag{2.3}$$

Численное значение Γ_{33} примерно на 20% меньше экспериментально наблюдаемого. Это следует рассматривать как хорошее согласие, ибо понятие ширины резонанса не является хорошо определенным в случае таких широких резонансов, да и теория не может претендовать на лучшее совпадение.

Очень важен факт, что малая константа может дать (за счет связи с производной) большую ширину. Это означает, что энергию взаимодействия можно считать малой лишь в области малых передач энергии. Значительно большей определенности можно достигнуть, если рассмотреть «катастрофическое» или прямое мезон-фотонное взаимодействие кварков [1], являющееся прямым следствием (2.1) и градиентной инвариантности. Заменяя в (2.1) $\nabla \to \nabla - i\hat{e}A$, где $\hat{e}$ — оператор электрического заряда мезона, найдем гамильтониан взаимодействия в виде

$$H_{eg} = i\frac{g}{\mu}(\vec{\sigma}\vec{A})\left(F_A^B - \frac{1}{3}\delta_A^B F_C^C\right)\hat{e}P_B^A. \tag{2.4}$$

Как и в случае теоремы Кроля—Рудермана, это взаимодействие должно играть основную роль в процессах с медленными мезонами, т. е. процессах радиационных распадов, фоторождения мезонов в околопороговой области. Причем с помощью (2.4) можно получить не только соотношения между вероятностями процессов, но и абсолютные величины сечений и ширин.

Сечение фоторождения мезонов в системе центра масс (в нашей модели) имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{q}{k}\frac{E_1E_2}{W^2}\left|\langle N|\sum_{i=1}^{3}H_{eg}^i|N\rangle\right|_{A_\nu}^2 = \alpha\frac{q}{k}, \tag{2.5}$$

$$(\alpha \approx \text{const})$$

где q и k — трехмерные импульсы мезона и фотона соответственно; E_1 и E_2 — полные энергии бариона до и после столкновения; $W = k + E_1$ — полная энергия; $\langle N|\sum_i H_{eg}^i|N\rangle$ находится с помощью известных полностью симметричных функций (56)-плета.

Результаты расчетов α вместе с экспериментальными данными сведены в таблицу [1].

При расчете α для k-мезонов в формуле (2.4) μ было положено равным массе k-мезона, а для π-мезонов было взято равным массе π-мезона.

* Мы здесь всюду не останавливаемся на волновых функциях барионов и мезонов в модели кварков, так как они подробно описываются в лекциях Тавхелидзе и цитированной в этих лекциях литературе.

Пороговые сечения фоторождения π^0 и k^0-мезонов в нашей модели равны нулю. Единственное измеренное из этих сечений $\sigma(\gamma + p \to n + \pi^0)$ примерно в 50 раз меньше $\sigma(\gamma + p \to n + \pi^+)$.

Реакции	Конечное состояние	$\alpha_{\text{теор}} \cdot 10^{30}$ *см*^{2}	$\alpha_{\text{эксп}} \cdot 10^{30}$ *см*^{2}
$\gamma + p$			
1	$\pi^+ n$	17	$15{,}0 \pm 0{,}5$
2	$N^*_{++}\pi^+$	14	16 ± 1
3	$N^*_0\pi^+$, $N^*_0 \searrow \pi^- + p$	$\frac{1}{9}\,14$	$\leqslant 2$
4	$N^*_+\pi^0$	0	—
5	ΛK^+	0,5	$0{,}5 \pm 0{,}05$
6	$\Sigma^0 K^+$	$\frac{1}{27}\,0{,}5$	$\lesssim 0{,}1$
7	$\Sigma^*_0 K^+$	0	—
$\gamma + h$			
8	$\pi^- p$	17	20 ± 1
9	$\Sigma^- K^+$	0,3	—
10	$\Sigma^*_- K^+$	0,26	—

Как видно из таблицы, согласие с экспериментом значительно лучше, чем можно было бы ожидать. В частности, модель объясняет наблюдавшиеся в эксперименте [6] резкие различия угловых распределений в реакциях $\gamma + p \to \Sigma^0 + k^+$ и $\gamma + p \to \Lambda + k^+$ (большая S-волна в $k\Lambda$-состоянии) и в величинах сечений $\gamma + p \to N^*_{++} + \pi^-$ и $\gamma + p \to N^*_0 + \pi^+$. Значительный интерес представляет подробная экспериментальная проверка соотношения между квадратами матричных элементов реакций фоторождения k-мезонов.

$$|\langle H_{eg}\rangle_5|^2 : |\langle H_{eg}\rangle_6|^2 : |\langle H_{eg}\rangle_9|^2 : |\langle H_{eg}\rangle_{10}|^2 = \frac{3}{2} : \frac{1}{18} : \frac{1}{9} : \frac{8}{9}.$$

Это отношение не зависит от свободных параметров теории g и μ. Полученные выше соотношения не вытекают из $SU(6)$-симметрии, более того, сечения фоторождения k и π-мезонов не укладываются даже в $SU(3)$-схему (сечения фоторождения k-мезонов значительно меньше). Однако дополняя $SU(6)$-симметрию некоторыми другими модельными предположениями, некоторые из наших соотношений получить можно. В этой связи подчеркнем, что в нашей модели связывается значительно более широкий круг явлений, чем в подходе, основанном на высших симметриях.

В частности, через один параметр $\left(\frac{g}{\mu}\right)$ выражаются не только сечения фоторождения, но и мезонные распады барионных и мезонных резонансов, а также распады типа $B^* \to B + M + \gamma$ или $M^* \to M + M' + \gamma$, где B, B^* — барионы, а M^*, M, M' — мезоны.

Интересно отметить, что (2.5) дает как раз тот большой вклад в электрическое дипольное поглощение нуклона $E1$, который не может быть учтен правой частью правила сумм $\sigma_{-1}(E1)$, если ее рассчитывать по модели трех точечных кварков.

3. Обсуждение модели

Выше было показано, что модель точечных кварков приводит к противоречию с правилами сумм. Это противоречие довольно естественно разрешается введением собственного мезонного поля кварков. При этом кварковая модель претерпевает существенные изменения. Электромагнитные размеры нуклона в новой модели обусловлены, главным образом, мезонным полем кварков, а не относительным движением кварков. Относительное движение кварков связано с масштабами порядка или меньше нуклонной комптоновской длины волны. Взаимодействие мезонов с кварками можно рассматривать по теории возмущений. В связи с этим возникает вопрос, не изменятся ли те основные предсказания модели точечных кварков, из-за которых понятие «кварк» получило некоторое признание $\left(\text{в частности, предсказание для отношения магнитных моментов протона и нейтрона } \frac{\mu_p}{\mu_n} = -3/2\right)$.

Наиболее убедительные аргументы в пользу точечной кварковой модели связаны с электромагнитными характеристиками частиц (магнитные моменты, распадные ширины и т. п.), а в основе этих аргументов лежит предположение, что магнитный момент кварка пропорционален его заряду. В нашей модели магнитный момент кварка обусловлен собственным мезонным полем кварка, т. е. является почти целиком аномальным. Однако если мы примем обычное предположение, что оператор электрического тока обладает $SU(3)$-трансформационными свойствами T_1^1-компоненты бесшпурового тензора, то пропорциональность аномального магнитного момента кварка его заряду легко доказать. В самом деле, диагональный магнитный момент любого мультиплета $SU(3)$ дается выражением (см., например, [8])

$$\mu = bQ + C\left[U(U+1) - \frac{1}{4}Q^2 + \frac{1}{6}C_2^{(3)}\right], \tag{3.1}$$

где U — обычный U-спин, Q — заряд, а $C_2^{(3)}$ — квадратичный казимировский оператор.

Подставляя справедливые для кварков соотношения $U = \frac{1}{3} - \frac{Q}{2}$, $\frac{1}{6}C_2^{(3)} = 4/9$, получаем искомую пропорциональность магнитного момента заряду. Тем самым предсказания электромагнитных характеристик частиц, полученные в модели точечных кварков, сохраняют свою силу и в новой модели. Более того, в модели физических кварков нет противоречия, связанного с необходимостью иметь кварк с большим нормальным магнитным моментом при огромной массе. Далее трудность, отмеченная Бегом, Ли и Пайсом [8], о противоречии результата $\mu_p/\mu_n = -3/2$ локальной теории поля с минимальным электромагнитным взаимодействием тоже снимается, поскольку нуклон теперь рассматривается как составная частица, а каждая из составляющих частиц (кварков) имеет аномальный момент, зависящий от константы связи. Независимость отношения μ_p/μ_n от константы связи обусловлена отмеченной выше пропорциональностью аномального магнитного момента кварка его заряду. Как отмечалось выше, модель предсказывает и объясняет довольно широкий круг явлений. Вместе с тем модель, конечно, не является разработанной в том смысле, что возникает много вопросов, на которые у нас пока нет ответа. Прежде всего не ясно, почему кварки сохраняют свою индивидуальность в нуклоне, когда их мезонные «шубы» так сильно перекрываются. Возможно, что ответ на этот вопрос надо искать в малости константы связи g, т. е. мезонное поле определяет только периферию нуклона, но почти не влияет на его фундаментальную структуру, иначе говоря, оно играет роль, аналогичную роли кулонова поля в легких ядрах. Хотелось бы иметь количественное оформление этих соображений. Далее, в модели возникают значительные неопределенности, когда частица, испускающая мезон, движется релятивистски*. При этом возникает проблема преобразования нашего статического гамильтониана (2.1) в движущуюся систему координат, не говоря уже о более фундаментальной проблеме описания связанного состояния.

Эти трудности особенно наглядно проявляются, если рассмотрим распад $\rho \to \pi + \pi$. Расчет ширины этого распада на основе модели (2.1) дает разумный порядок величины. Однако матричный элемент зависит от массы ρ-мезона, и возникает вопрос, должны ли мы подставлять истинную массу ρ-мезона или удвоенную массу π-мезона. Кроме того, в таком расчете мы неравноправно рассматриваем оба π-мезона: один рассматривается как внешнее поле, а другой—как составная частица. Такое рассмотрение допустимо, если имеется условие совместности (результат рассмотрения не должен зависеть от способа рассмотрения). К сожалению, такого условия в нашем распоряжении нет.

Таким образом, несмотря на определенный успех модель нуждается в серьезной дальнейшей разработке.

Автор благодарен С. Б. Герасимову за помощь при написании первого раздела и многочисленные обсуждения затронутых в лекции вопросов.

* Релятивистские модели кварков получили развитие в работах Н. Н. Боголюбова, А. Н. Тавхелидзе и их сотрудников [5].

Литература

1. Балдин А. М.— ЖЭТФ (письма), 1966, 3, 7, 265.
2. Герасимов С. Б. Диссертация ОИЯИ. Дубна, 1966.
3. Герасимов С. Б. Препринт ОИЯИ Р-2439, 1965; препринт Р-2619, 1966.
4. Левинджер Д. Фотоядерные реакции. ИЛ, М., 1964.
5. Тавхелидзе А.— In: High-Energy Physics and Elementary Particles, 1965, 753, 763; см. статью в настоящем сборнике.
6. Allaby J. V., Lynch H. L., Ritson D. M. Preprint, Standord Univ., HEPL, 408, 1965.
7. Anderson R. L., Gabathuler E. et al.— Phys. Rev. Lett., 1962, 9, 131.
8. Beg M. A. B., Lee B. W., Pais A.— Phys. Rev. Lett., 1964, 13, 119.
9. Dalitz R. H. Proc. Oxford Int. Congr. on Elementary Particles, Sept. 1965, 157.
10 Ishida S. et al.— Progr. Theor. Phys., 1965, 34, 1000.
11. Kinosita Y. et al. Preprint RUP 65—14, Tokyo, 1965.
12. Maahide S., Maniki M.— Progr. Theor. Phys., 1965, 33, 125.