

О ВКЛАДЕ КВАРКОВОГО МОРЯ В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ АДРОНОВ

А.И.Львов, В.А.Петрунькин

Показано, что существует большой отрицательный вклад кваркового моря в электрическую поляризуемость π^- и K^- мезонов.

Недавно в работе ¹ впервые была измерена электрическая поляризуемость π^- -мезона. Приводимое в ¹ значение поляризуемости $\alpha_{\pi^-} = 6,8 \pm 1,4 \pm 1,6$ (здесь и далее — единицы 10^{-43} см³) совпадает с предсказаниями различных квантовополевых моделей с эффективным киральным лагранжианом (МЭКЛ) ²⁻⁴ и качественно подтверждает предсказание нерелятивистской кварковой модели (НКМ) ⁵. Однако между результатами расчетов поляризуемостей π^0 и K^0 -мезонов в МЭКЛ и НКМ имеется большое расхождение; например, $\alpha_{\pi^0}^{\text{МЭКЛ}} \ll \alpha_{\pi^+}^{\text{МЭКЛ}} \approx \alpha_{\pi^+}^{\text{НКМ}} < \alpha_{\pi^0}^{\text{НКМ}}$ ¹). Цель настоящей работы — указать причину такого расхождения.

Запишем наиболее общую формулу для электрической поляризуемости адрона со спином s (см. ⁵ и ссылки там):

$$\alpha = \alpha_0 + \Delta\alpha, \quad \alpha_0 = \frac{2}{3} \sum_{n \neq 0} \frac{|\langle n | \mathbf{D} | 0 \rangle|^2}{E_n - E_0}, \quad \Delta\alpha = \begin{cases} \frac{e^2}{3m} r_E^2, & s=0 \\ \frac{e^2}{3m} r_E^2 + \frac{e^2(\lambda^2 + 1)}{4m^3}, & s=1/2 \end{cases} \quad (1)$$

Здесь величина α_0 есть квантовополевое обобщение нерелятивистского выражения для электрической поляризуемости атома (обозначения обычные), а член $\Delta\alpha$ — поправка на отдачу; e, m, r_E, λ — заряд, масса, саксовский электрический радиус и аномальный магнитный момент адрона в состоянии $|0\rangle$. Разобьем величину α_0 на два слагаемых, $\alpha_0 = \alpha^{\text{ВК}} + \alpha^{\text{МК}}$, где $\alpha^{\text{ВК}}$ — вклад от радиальных и орбитальных возбуждений валентных (структурных) кварков в адроне, а $\alpha^{\text{МК}}$ — вклад от возбуждения кваркового моря и кваркового конденсата внутри адрона. Приближенное значение $\alpha^{\text{ВК}}$ можно найти, насыщая сумму α_0 низшими двухкварко-

¹) Как сообщил нам С.Б.Герасимов, в развиваемой им релятивизованной потенциальной кварковой модели также $\alpha_{\pi^+} < \alpha_{\pi^0}$.

выми резонансами (A_1, B, \dots) с массами $E_n \lesssim 1,5$ ГэВ. Как и следовало ожидать, найденные таким образом значения α^{BK} совпадают с точностью до поправок на релятивизм с предсказанием НКМ, в которой, если пренебречь нарушением $SU(3)$ -симметрии, имеем ⁵:

$$R_{\pi^{\pm}} \equiv \alpha_{\pi^0}^{\text{BK}} / \alpha_{\pi^{\pm}}^{\text{BK}} = 10, \quad R_K \equiv \alpha_{K^0}^{\text{BK}} / \alpha_{K^{\pm}}^{\text{BK}} = 4$$

и в случае осцилляторных сил $\alpha_{\pi^{\pm}}^{\text{BK}} = \alpha_{K^{\pm}}^{\text{BK}} = \frac{e^2 m_q}{18 \gamma^4} = 0,7 \div 1$, где осцилляторный параметр $\gamma^2 = 0,1 \div 0,12$ ГэВ² и масса кварка $m_q = 0,34$ ГэВ.

Вклад в α_0 от состояний с $E_n \gtrsim 1,5$ ГэВ, определяемый в основном многочастичными состояниями, а также подразумеваемый в (1) перенормировочный контрчлен, можно считать совпадающим с $\alpha^{\text{МК}}$. Этот вклад аналогичен вкладу от поляризации $e^+ e^-$ -вакуума в задаче о поляризуемости тяжелой точечной заряженной частицы ⁶ или водородоподобного иона с $Z e^2 \gtrsim 1$ ⁷, который приводит к рассеянию света кулоновским полем. Так как свойства кваркового моря и конденсата в основном определяются глюонным полем в адроне, которое одинаково у различных членов изомультиплета, то следует ожидать, что

$$\alpha_{\pi^{\pm}}^{\text{МК}} \approx \alpha_{\pi^0}^{\text{МК}}, \quad \alpha_{K^{\pm}}^{\text{МК}} \approx \alpha_{K^0}^{\text{МК}}. \quad (2)$$

Если формулу (1) переписать в виде дисперсионного правила сумм при конечной энергии и отождествить с $\alpha^{\text{МК}}$ соответствующий асимптотический вклад, то равенство (2) возникает как следствие доминирования померонного обмена в амплитуде рассеяния виртуального фотона на адроне.

Подставим в соотношения

$$\alpha_{\pi^{\pm}} = \alpha_{\pi^{\pm}}^{\text{BK}} + \alpha_{\pi^{\pm}}^{\text{МК}} + \Delta \alpha_{\pi^{\pm}}, \quad \alpha_{\pi^0} = R_{\pi} \alpha_{\pi^{\pm}}^{\text{BK}} + \alpha_{\pi^0}^{\text{МК}} \quad (3)$$

и аналогичные равенства для каонов значения поляризуемостей и радиусов, вычисленные для определенности в модели ², все предсказания которой согласуются с имеющимися данными: $\alpha_{\pi^{\pm}} = 5,1$; $\alpha_{K^{\pm}} = 1,2$; $\alpha_{\pi^0} = -0,65$; $\alpha_{K^0} = 0$; $r_{\pi^{\pm}}^2 = 0,42 \Phi^2$, $r_{K^{\pm}}^2 = 0,38 \Phi^2$.

Если $R_{\pi} \approx 10$, $R_K \approx 4$, как в НКМ, то из (3) находим:

$$\begin{aligned} \alpha_{\pi^{\pm}}^{\text{BK}} &= 0,97, & \alpha_{\pi^0}^{\text{BK}} &= 9,7, & \alpha_{\pi^{\pm}}^{\text{МК}} &= -10,3, \\ \alpha_{K^{\pm}}^{\text{BK}} &= 0,82, & \alpha_{K^0}^{\text{BK}} &= 3,3, & \alpha_{K^{\pm}}^{\text{МК}} &= -3,3. \end{aligned} \quad (4)$$

Мы видим, что при взятых значениях R величины α^{BK} оказываются близкими к предсказанию НКМ, а вклады $\alpha^{\text{МК}}$ неожиданно велики и остаются большими при варьировании R в разумных пределах. Знаки величин $\alpha^{\text{МК}}$ можно качественно понять, если предположить, что характерная напряженность глюонного поля внутри π - и K -мезонов близка к критическому значению, при котором энергия связи структурных кварка и антикварка равна сумме их масс (ср. с ⁷). Соображения о существовании околоритических глюонных полей и связанного с ними кваркового конденсата внутри мезонов ранее уже высказывались в работах ^{8,9} (см. также ¹⁰).

Для нуклонов энергия связи трех структурных кварков $m_N - 3m_q \approx 0,08$ ГэВ мала по сравнению с их массой, и поэтому следует ожидать более слабого проявления кваркового моря. В НКМ отношение $R_N \equiv \alpha_n^{\text{BK}} / \alpha_p^{\text{BK}}$ равно единице ⁵, так что уравнения типа (3) не позволяют разделить вклады α^{BK} и $\alpha^{\text{МК}}$. Однако согласие экспериментального значения $\alpha_p = 10 \div 15$ ^{5,11} с предсказанием НКМ показывает, что в пределах ошибок $\alpha_N^{\text{МК}} \approx 0$. Если справедлива развитая выше картина, то из нее следует предсказание $\alpha_p - \alpha_n \approx \Delta \alpha_p - \Delta \alpha_n = 3,5$. К сожалению, выполненные до сих пор дисперсионные расчеты поляризуемостей нуклонов ⁵ не достаточно точны, чтобы служить проверкой этого предсказания.

В заключение еще раз подчеркнем, что поляризуемости легких мезонов во многом определяются свойствами кваркового моря и, возможно, структурой вакуума, и с этой точки зрения представляет большой интерес их дальнейшее изучение.

Литература

1. Антипов Ю.М. и др. Препринт ИФВЭ, 82-120, 1982; Письма в ЖЭТФ, 1982, 35,302; Phys. Lett. (будет опубликовано).
2. Волков М.К., Первушин В.Н. Существенно нелинейные квантовые теории, динамические симметрии и физика мезонов. М.: Атомиздат, 1978.
3. Волков М.К., Эберт Д. ЯФ, 1981, 34, 182.
4. Львов А.И. ЯФ, 1981, 34, 522.
5. Петрунькин В.А. ЭЧАЯ, 1981, 12, 692.
6. Герасимов С.Б., Лебедев А.И., Петрунькин В.А. ЖЭТФ, 1962, 43, 1872.
7. Гольбрайх Е.И., Львов А.И., Петрунькин В.А. Препринт ФИАН, 1№ 171, 1982; ЯФ, 1983 (будет опубликовано).
8. Miransky V.A., Gusunin V.P., Sitenko Y.A. Phys. Lett, 1981, 100B, 157; Миранский В.А., Фэмин П.И. ЯФ, 1982, 35, 1563.
9. Finger J.R., Mandula J.E. Nucl. Phys., 1982, B199, 168.
10. Вайнштейн А.И., Захаров В.И., Новиков В.А., Шифман М.А. ЭЧАЯ, 1982, 13, 542.
11. Баранов П.С. и др. ЯФ, 1975, 21, 689; Львов А.И. ЯФ, 1981, 34, 1075.