сона. Следовательно, обе константы ℓ_1 и ℓ_2 должны быть малы по сравнению с размерами всех нерелятивистских тел (множитель 4 в (8) исключает компенсацию экспонент путем $\mu_1 = \mu_2$) и безусловно $l_{1,2} \ll a$, где a – радиус Земли ($6 \cdot 10^3$ *км*). Но в таком случае во внешнем пространстве $\delta\phi \sim Gmr^{-1} exp(-r l_{1,2}^{-1})$, и согласно [1] $\delta \ll exp(-r_M a^{-1})$, где r_M – радиус орбиты Меркурия, δ – нелокальная поправка к вращению его перигелия, $r_M a^{-1} \approx 10^4$, и результат грубейшим образом противоречит эмпирической оценке [5] $\delta \sim 10\%$, вследствие экспоненциального спада $\delta\phi$. Можно в общем виде показать, что степень противоречия сохраняется и при введении спектра масс, т.е. при любой квадратичной структуре X. Следовательно, такие (логически возможные) структуры эмпирически полностью исключены из рассмотрения (если только $\delta > exp(-10^4)$), и мы видим, что $\mu \neq 0$ несовместимо с метрической теорией.

Если, например, X зависит только от скалярной кривизны, то в слабом поле [2] $3\Box\zeta - R = 0$, где $\zeta = dX/dR$. Уравнение имеет физические решения только, если $\zeta R^{-1} < \infty$ при $R = 0$ [2]. За исключением случая $(\zeta R^{-1})_0 \neq 0$ (т.е. $\mu \neq 0$), асимптотика ζ подчиняется уравнению $\Box\zeta = 0$ которому отвечает $\mu = 0$ для ζ-гравитонов. Пример показывает, что согласно метрической теории реальные гравитационные волны распространяются со скоростью света и что гравитоны имеют массу нуль.

Подробная теория будет изложена в ЖЭТФ.

Тбилисский
Государственный
университет

Поступило в редакцию
16 июня 1967 г.

Литература

[1] Н.М.Полиевктов-Николадзе. Письма ЖЭТФ, 6, 531, 1967.
[2] Н.М.Полиевктов-Николадзе. ЖЭТФ, 52, 1360, 1967.
[3] Х.Меллер. Сб.Новейшие проблемы гравитации, ИЛ, 1961, стр.85.
[4] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля, изд. 4-ое, Физматгиз, 1962.
[5] R.Dicke, H.Mark Goldenberg. Phys. Rev. Lett., 18, 313, 1967.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИН РАССЕЯНИЯ π-МЕЗОНОВ ИЗ АНАЛИЗА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО $K \to 3\pi$ РАСПАДУ

В.В.Анисович, Л.Г.Дахно

Имеется строгая теория, описывающая реакции с образованием нескольких нерезонансно взаимодействующих частиц вблизи порога (полная кинетическая энергия в конечном состоянии существенно меньше

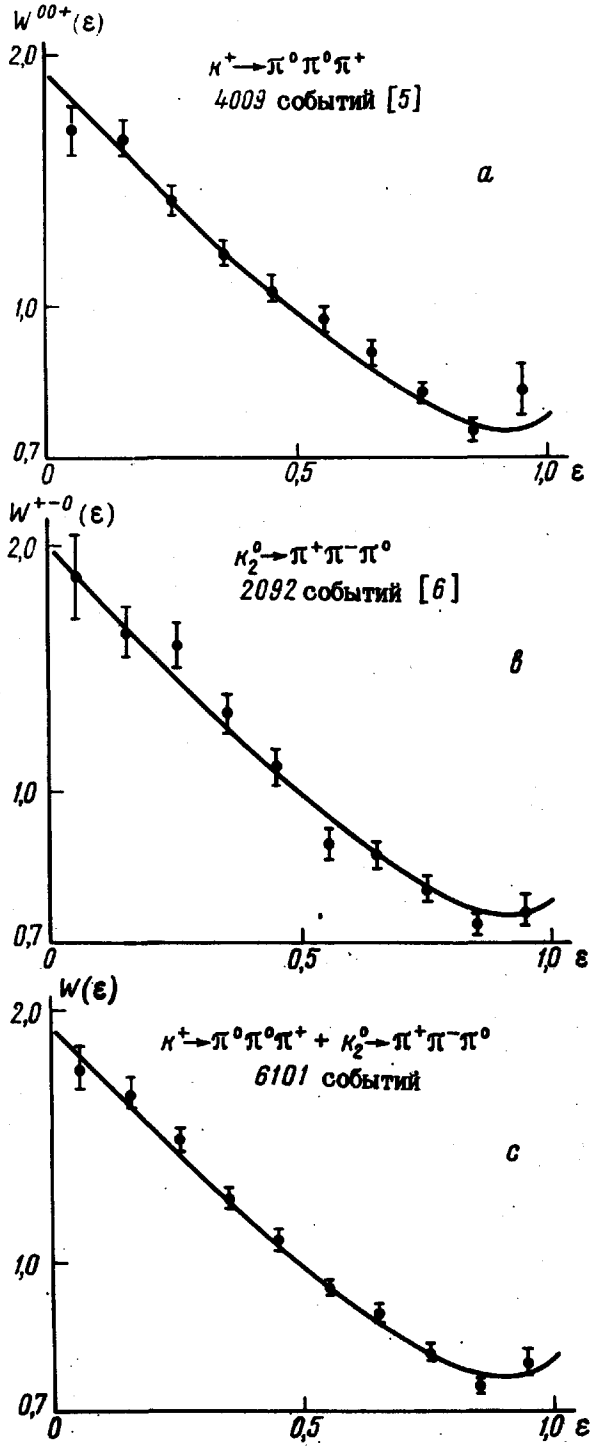

Рис.1. Спектры по ϵ в распадах $K^+ \to \pi^0\pi^0\pi^+$ [5] и $K_2^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ [6]. Сплошная кривая – теоретическая при $a_0 = -0{,}9$, $a_2 = 0{,}2$ $Ea = 1{,}65$

масс сильно взаимодействующих частиц) [1–3]. Амплитуда рождения представляется в виде некоторого ряда по квадратам импульсов образовавшихся частиц. Неаналитические члены этого ряда (члены, имеющие особенности вблизи физической области реакции) однозначно связаны с длинами рассеяния образовавшихся частиц, аналитические же раскладываются в ряд Тейлора с неизвестными коэффициентами. Экспериментальное выделение неаналитических членов позволяет определить длины рассеяния образовавшихся частиц.

В случае распада $K \to 3\pi$ разложение амплитуды было проведено с точностью вплоть до членов порядка $E^{3/2}$ (E – кинетическая энергия, выделяющаяся при распаде). Соответствующие выражения для вероятностей распадов $K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-$, $K^+ \to \pi^0\pi^0\pi^+$ и $K_2^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ с учетом правила $\Delta T = 1/2$ приведены в работах [4].

Экспериментальные данные обычно приводят в виде спектров по $\epsilon = 1 - (K_{12}^2/E)$ и $Z = 2(K_{13}^2 - K_{23}^2)/\sqrt{3}E$ деленных на фазовый объем; K_{ij} – относительные импульсы пионов (индексы 1 и 2 относятся к одинаковым пионам или к π^+- и π^--мезонам в распаде $K_2^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$), масса π-мезона равна единице. В настоящее время имеются экспериментальные спектры по ϵ и Z распада $K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-$ и спектры по ϵ распадов $K^+ \to \pi^0\pi^0\pi^+$ и $K_2^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Из соответствующих формул для вероятностей распада [4] следует, что спектры по ϵ и Z в распаде $K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-$ не могут дать информации об a_0 и a_2: при $|a_0|, |a_2| \lesssim 1$ слагаемые, содержащие a_0 и a_2, не дают существенного вклада в распределение по ϵ и Z, и эти распределения с хорошей точностью описываются выражениями

$$W^{++-}(\epsilon) = 1 + aE\left(\epsilon - \frac{1}{2}\right), \quad W^{++-}(Z) = 1,$$

где a – неизвестная константа, связанная с аналитическими членами.

Учитывать небольшие отклонения от этих формул, связанные со слагаемыми, содержащими a_0 и a_2, не имеет смысла, так как вклад того же порядка могут дать последующие (неучтенные) члены в разложении амплитуды (порядка E^2 и т.д.).

Другая ситуация наблюдается в спектрах $W^{00+}(\epsilon)$ и $W^{+-0}(\epsilon)$, характер которых значительно отличается от линейного при $a_0, a_2 \neq 0$. Экспериментальные данные по этим спектрам показаны на рис.1. Сравнение теоретических формул [4] с суммарным спектром по ϵ в распадах $K^+ \to \pi^0\pi^0\pi^+$ и $K_2^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ (рис.1,*c*) позволяет определить возможные значения a_0 и a_2. На рис.2 заштрихована область значений a_0 и a_2, при которых $\kappa^2 < 6$ (при сравнении соответствующих теоретических формул со спектром на рис.1,*c* число степеней свободы равно 6).

В распаде $K \to 3\pi$ выделяющаяся кинетическая энергия не слишком мала ($\sim$80 *Мэв*), поэтому может возникнуть вопрос, не играют ли значительной роли члены порядка E^2, $E^{5/2}$ и т.д. Имеются однако, соображения, указывающие на то, что эти члены малы. Во-первых, из теоретических формул [4] следует, что спектры $W^{++-}(\epsilon)$ и $W^{++-}(Z)$ должны описываться формулами (1), что хорошо согласуется с имеющимися экспериментальными данными. Во-вторых, теоретические формулы [4] предсказывают, что при любых отличных от нуля a_0 и a_2 долж-

ны быть отклонения $W^{00+}(\epsilon)$ и $W^{+-0}(\epsilon)$ от линейного характера при $\epsilon \approx 1$ в сторону больших значений. Это также наблюдается экспериментально (см. рис.1). В случае, если члены порядка E^2, $E^{5/2}$ и т.д. не малы, не было бы особых оснований ожидать такого поведения энергетических спектров $W^{++-}(\epsilon)$, $W^{++-}(Z)$, $W^{00+}(\epsilon)$ и $W^{+-0}(\epsilon)$.

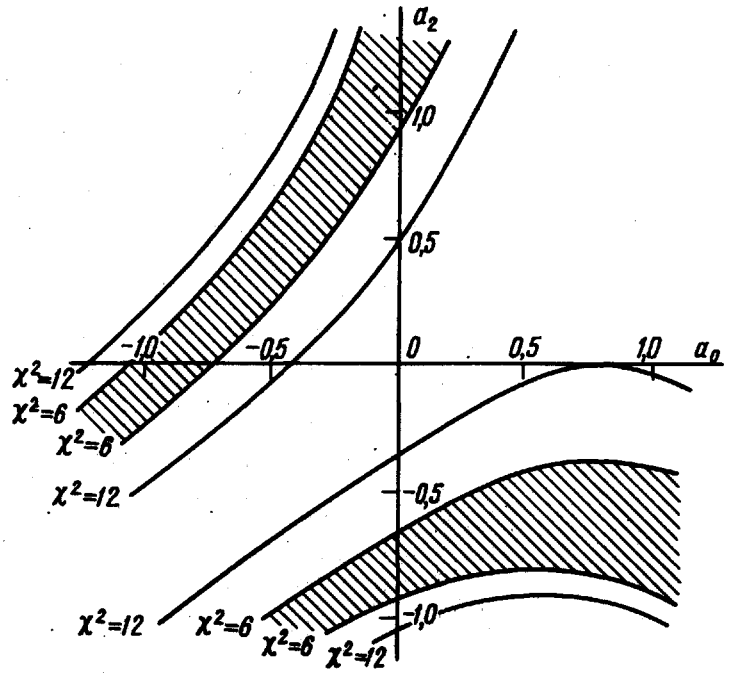

Рис.2. Заштрихованные полосы – возможные значения a_0 и a_2 в единицах $h/\mu_\pi c$, полученные из сравнения теоретических формул [4] со спектрами по ϵ в распадах $K^+ \to \pi^0\pi^0\pi^+$ и $K_2^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$

В теоретических формулах [4] были учтены члены порядка единицы, E и $E^{3/2}$. Можно посмотреть, как сильно изменится область допустимых значений a_0 и a_2, если в этих формулах пренебречь членами порядка $E^{3/2}$ (оставить только члены порядка единицы и E). Оказывается, что в этом случае возможные значения a_0 и a_2 (значения, приводящие к $\chi^2 \leqslant 6$) заключены в интервале $0{,}75 \leqslant |a_0 - 1{,}1\, a_2| \leqslant 1{,}2$. Таким образом, видно, что в данном случае члены более высокого порядка по E (порядка $E^{3/2}$) не сказываются очень сильно на результате.

Поступило в редакцию
26 июня 1967 г.
После переработки
25 сентября 1967 г.

Литература

[1] В.Н.Грибов. ЖЭТФ, 41, 1221, 1961.

[2] В.В.Анисович, А.А.Ансельм. УФН, 88, 287, 1966.

[3] V.V.Anisovich, A.A.Anselm, V.N.Gribov. Nuclear Physics, 38, 132, 1962.

[4] В.В.Анисович. ЖЭТФ, 44, 1593, 1964; В.В.Анисович, Л.Г.Дахно. Препринт ИФВЭ, СТФ 67-4-К, 1967.

[5] J.K.Boeggild, K.H.Hansen, J.E.Hooper et al. Nuovo Cim., 19, 621, 1961; G.Giacomelli, D.Monti, G.Quareni et al. Phys. Lett., 3, 346, 1963; G.E.Kalmus, A.Kernan, R.T.Pu et al. Phys. Rev. Lett., 13, 99, 1964; V.Bisi, G.Borreani, R.Cester et al, Nuovo Cim., 35, 768, 1965.

[6] H.V.K.Hopkins, T.C.Bacon, F.R.Eisler. Proceed of the International Conf. on Weak Interactions, Oktober, 1965, p. 67.