Краткие сообщения по физике № 10 октябрь 1970

СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ В ТЕОРИИ НЕПЕРЕНОРМИРУЕМЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Д. А. Киржниц

Хорошо известно, что описание слабых взаимодействий при высоких энергиях требует обязательного рассмотрения членов высшего порядка теории возмущений по слабому взаимодействию. Однако, неперенормируемость теории слабых взаимодействий не дает возможности получить конечные выражения для этих членов. В последние годы автором и Лившицем[1–3] развивался особый метод описания неперенормируемых взаимодействий, основанный непосредственно на общих принципах квантовой теории поля. В применении к специальным моделям и к реальному 4-фермионному слабому взаимодействию в двухчастичном приближении этот метод привел к конечным решениям задачи рассеяния. Однако, эти решения оказались нарастающими на первом листе комплексной плоскости энергии. Хотя такой рост и происходит в области заведомой непригодности двухчастичного приближения, было бы желательно избавиться от этого недостатка. В данной заметке показывается, каким образом это может быть сделано.

Ниже рассматривается нерелятивистская неперенормируемая модель с лагранжианом взаимодействия в двухчастичном канале[2] $\langle \vec{k}' | L_{in}(0) | \vec{k} \rangle = 12\pi g(\vec{k}\vec{k}')$, где g - константа связи, $|\vec{k}\rangle \equiv |\vec{k}, -\vec{k}\rangle$ - вектор состояния пары частиц в ц-системе. Ранее полученное решение для амплитуды p-рассеяния ($\xi \equiv (3g)^{1/3}k$)

$$f(k) = \frac{1}{2ik}\left(\frac{1 - i\xi}{1 + i\xi}\, e^{2i\xi} - 1\right) \qquad (1)$$

удовлетворяет уравнениям нашего метода, выведенным в предположении об отсутствии связанных состояний, лишь при $g<0$. При этом (1) имеет полюс лишь на втором листе, а на первом листе нарастает с энергией. При $g>0$ выражение (1) падает на первом листе, однако приводит к связанному состоянию при $\xi = i$, то-есть при энергии $E = k^2$, равной $E_0 = -1/\xi^2$. Аналогичными свойствами обладает и амплитуда рассеяния нейтрино на электроне в рамках двухчастичного приближения[3]. Можно поэтому надеяться, что если с самого начала учесть возможность появления связанных состояний, то это приведет к выражению для амплитуды, падающему на первом листе.

Общие уравнения нашего метода

$$g \frac{dS}{dg} = iS \int dx L(x),$$

$$g \frac{dL(x)}{dg} = i \int dy \theta(x-y) \left[L(x), L(y) \right] + \alpha L(x),$$

где S - матрица рассеяния, L - лагранжиан в гейзенберговском представлении и α - константа перенормировки заряда, остаются прежними, но при переходе к матричным элементам нужно будет учесть вектор связанного состояния $|0\rangle$. Если имеется только одно такое состояние, то его вектор можно считать не зависящим от g. При этом решение для L можно искать в виде

$$L(0)|k\rangle = \chi(k)\left(\sum_{k'} \chi^*(k')|k'\rangle + c|0\rangle\right),$$

$$L(0)|0\rangle = \sum_{k} c^* \chi^*(k)|k\rangle + |c|^2|0\rangle,$$

где постоянная c связана с энергией связанного состояния $E_0 \equiv -\varepsilon$ соотношением $|c|^2 = 2\pi\varepsilon$, $\chi(k)$ определяет фазу рассеяния $\delta' = (k/4\pi)|\chi(k)|^2$, штрих означает производную по g. В результате получается следующая система уравнений для определения фазы рассеяния и энергии связанного состояния

$$
\begin{aligned}
\delta''(k)/\delta'(k) &= \frac{4}{\pi} k^2 \int_0^\infty \frac{dq\,\delta'(q)}{q(q^2 - k^2)} + \frac{2\varepsilon' k^2}{\varepsilon(k^2 + \varepsilon)}\,, \\
\varepsilon''/\varepsilon' &= -\frac{4}{\pi}\varepsilon \int_0^\infty \frac{dq\,\delta'(q)}{q(q^2 + \varepsilon)} + 2\,\varepsilon'/\varepsilon
\end{aligned}
\qquad (2)
$$

Легко проверить, что решение (1) при $g > 0$ тождественно удовлетворяет этой системе. Таким образом, в рассматриваемой задаче при $g < 0$ имеется решение без связанных состояний, нарастающее на первом листе, при $g > 0$ - решение с одним связанным состоянием, убывающее на первом листе. Есть основания надеяться, что подобная же ситуация возникнет и в задаче рассеяния за счет слабого взаимодействия. Исследование этого вопроса проводится в настоящее время.

Поступила в редакцию
13 июля 1970 г.

Литература

1. Д. А. Киржниц. ЖЭТФ, 49, 1544 (1965).
2. Д. А. Киржниц, М. А. Лившиц. Письма ЖЭТФ, 4, 68 (1966); ЖЭТФ, 52, 804 (1967); Доклад на 15 Междунар. конф. по физике высоких энергий, Киев, 1970 г.
3. М. А. Лившиц. ЯФ, 8, 1245 (1968); Диссертация, ФИАН, 1969 г.