трино на мюоне показывает, что проявление этого дополнительного нейтрального тока возможно также и при относительно низких энергиях сталкивающихся частиц. Поэтому экспериментальное обнаружение Z_2-бозона можно проводить и при относительно низких энергиях.

Автор глубоко благодарен Ю. С. Владимирову за неизменное внимание и помощь в работе, а также А. В. Борисову за многочисленные советы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Владимиров Ю. С. Препринт физ. ф-та МГУ № 16/1986. М., 1986. [2] Владимиров Ю. С. Системы отсчета в теории гравитации. М., 1982. [3] Соколов А. А., Тернов И. М., Жуковский В. Ч., Борисов А. В. Калибровочные поля. М., 1986.

Поступила в редакцию
26.08.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 1

УДК 539.12.01

КОНДЕНСАТНЫЕ СОСТОЯНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ВЕКТОРНЫХ БОЗОНОВ В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. В. Николаев, И. А. Обухов, В. К. Перес-Фернандес, В. Р. Халилов

(кафедра теоретической физики)

Изучаются нелинейные уравнения движения W-бозонов Вайнберга—Салама в сверхсильном магнитном поле. Полученные топологически устойчивые решения могут быть интерпретированы как конденсатные состояния W-бозонов в магнитном поле.

Исследование модели электрослабых взаимодействий Вайнберга—Салама обычно проводится методом разложения в ряд теории возмущений в окрестности вакуума со спонтанно нарушенной симметрией. Нелинейные члены взаимодействия при этом рассматриваются как малые поправки. Однако спектр энергии заряженного векторного бозона в сверхсильном магнитном поле в линейном приближении содержит так называемую «тахионную» моду [1], так как энергия основного состояния

$$p_0 = \sqrt{m_W^2 - eH}$$

становится чисто мнимой при $eH > m^2{}_W$. Понятно, что в таких полях нелинейные члены взаимодействия уже не могут рассматриваться как малые поправки.

В настоящей работе мы ищем классические вакуумные решения уравнений движения W-бозонов в сверхсильном магнитном поле, в которых нелинейные члены учитывались бы непертурбативным образом.

Рассмотрим лагранжиан Вайнберга—Салама, ограничиваясь случаем, когда отличными от нуля являются поле заряженного векторного бозона во внешнем магнитном поле и хиггсовское поле. Этот лагранжиан имеет следующий вид [2]:

$$L = -\frac{1}{2} f^*_{\mu\nu} f^{\mu\nu} + \frac{1}{2} g^2 \rho^2 W^+_\mu W^{-\mu} - ieF_{\mu\nu} W^{-\mu} W^{+\nu} -$$

$$- \frac{g^2}{2} [(W^+_\mu W^{-\mu})^2 - (W^+_\mu W^{+\mu})(W^-_\nu W^{-\nu})] + (\partial_\mu \rho)(\partial^\mu \rho) - \lambda (\rho^2 - \rho_0^2)^2. \quad (1)$$

Здесь $f_{\mu\nu}=D_\mu W_\nu^- - D_\nu W_\mu^-$, $D_\mu=\partial_\mu+ieA_\mu$, e — заряд W-бозона, g, λ и ρ_0 — константы модели, которые в стандартной теории возмущений определяют массы W-бозона и хиггсовской частицы:

$$m_W^2=(1/2)\,g^2\rho_0^2,\quad m_H^2=4\lambda\rho_0^2.$$

Вектор-потенциал электромагнитного поля A_μ выберем в виде

$$A_\mu=(0,\ 0,\ -Hx,\ 0).$$

Чтобы как-то приблизиться к решению нашей задачи, сделаем ряд предположений. Будем считать поле ρ не зависящим от координат x и y. Предположим также, что компоненты волновой функции W-бозонного поля $W_0^-=W_3^-=0$, а $W_2^-=iW_1^-$. В линейной теории такой набор компонент соответствует основному состоянию W-бозона в магнитном поле. Волновая функция W^--бозона удовлетворяет при этом уравнению

$$\left\{\frac{\partial}{\partial x}+i\left(\frac{\partial}{\partial y}-ieHx\right)\right\}W^-=0. \tag{2}$$

В качестве основного приближения, определяющего выбор пробной функции нелинейной задачи, предположим, что компонента W_1^- также удовлетворяет уравнению (2) при дополнительных условиях

$$\begin{aligned}\langle|W_1^-|^2\rangle&=\frac{H}{2e}\theta\bar{\psi}^2(t,z),\\ \langle|W_1^-|^4\rangle&=\frac{H^2}{4e^2}\theta\bar{\psi}^4(t,z),\end{aligned} \tag{3}$$

где угловые скобки обозначают усреднение в поперечной к магнитному полю плоскости координат x и y, θ — некоторый положительный параметр, значение которого будет определено позднее.

Усредняя лагранжиан (1) с учетом соотношений (3), получим

$$\begin{aligned}\langle L\rangle=&\left(\frac{\partial\psi}{\partial t}\right)^2-\left(\frac{\partial\psi}{\partial z}\right)^2+\left(eH-\frac{g^2\rho^2}{2}\right)\psi^2-\frac{g^2}{2\theta}\psi^4+\\ &+\left(\frac{\partial\rho}{\partial t}\right)^2-\left(\frac{\partial\rho}{\partial z}\right)^2-\lambda(\rho^2-\rho_0^2)^2.\end{aligned} \tag{4}$$

Здесь $\bar{\psi}^2=g^2\psi^2/(eH\theta)$.

Вариация лагранжиана (4) приводит к уравнениям движения для полей $\psi(t,z)$ и $\rho(t,z)$:

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}-\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}&=-\frac{g^2}{\theta}\psi^3+eH\psi-\frac{g^2\rho^2}{2}\psi,\\ \frac{\partial^2\rho}{\partial t^2}-\frac{\partial^2\rho}{\partial z^2}&=-2\lambda\rho(\rho^2-\rho_0^2)-\frac{g^2\psi^2}{2}\rho.\end{aligned} \tag{5}$$

Далее мы ограничимся статическими, т. е. не зависящими от времени, решениями уравнений (5). Тогда этим уравнениям соответствуют, очевидно, уравнения движения некоторой частицы с «координатами» ψ и ρ во «времени» z с потенциалом $-\mathcal{U}(\psi,\rho)$, где

$$\mathcal{U}=\frac{g^2}{2\theta}\psi^4+\left(\frac{g^2\rho^2}{2}-eH\right)\psi^2+\lambda(\rho^2-\rho_0^2)^2.$$

Частица движется по некоторой траектории — «орбите» f, заданной в виде

$$f(\psi, \rho)=0.$$

Нетрудно показать [3], что у статических решений с интегрируемой плотностью энергии орбиты должны начинаться и заканчиваться в точках минимума потенциала $\mathcal{U}$ относительно переменных ψ и ρ. Статические решения можно получить, если найти разрешенные потенциалом орбиты. В общем случае для уравнений (5) эта задача представляется трудно разрешимой. Однако подобрав достаточно простую орбиту и выразив с ее помощью одно поле через другое, задачу с двумя полями удается свести к задаче с одним полем, которая уже разрешима. «Платой» за выбор орбиты в простом виде является то, что для ее существования необходимо выполнение определенных соотношений между параметрами потенциала.

Найдем точки экстремума потенциала $\mathcal{U}(\psi, \rho)$:

(*а*) $\psi_c=0; \quad \rho_c=0,$

(*б*) $\psi_c=0; \quad \rho_c^2=\rho_0^2,$

(*в*) $\psi_c^2=\dfrac{eH\theta}{g^2}; \quad \rho_c=0,$

(*г*) $\psi_c^2=\dfrac{\theta}{g^2}\dfrac{m_H^2(eH-m_W^2)}{m_H^2-\theta m_W^2}; \quad \rho_c^2=\rho_0^2\dfrac{m_H^2-\theta eH}{m_H^2-\theta m_W^2}.$

Случай (*а*) соответствует локальному максимуму и не представляет интереса. Случай (*б*) соответствует локальному минимуму при $eH<m_W^2$. В стандартной теории возмущений разложение проводится как раз в окрестности постоянных значений $\psi_c=0$ и $\rho_c^2=\rho_0^2$. Теория возмущений становится неприменимой при $eH>m_W^2$. При $eH>m_W^2$ случай (*б*) соответствует седловой точке. Случай (*в*) соответствует локальному минимуму при $eH\theta>m_H^2$. При $eH\theta<m_H^2$ мы имеем дело с седловой точкой. Случай (*г*) соответствует локальному минимуму при одновременном выполнении трех условий:

$$eH>m_W^2, \quad m_H^2>\theta eH, \quad m_H^2>\theta m_W^2.$$

В зависимости от значений параметров m_H, eH и θ какая-то из точек (*б*), (*в*) или (*г*) будет абсолютным минимумом потенциала $\mathcal{U}$.

Рассмотрим случаи (*в*) и (*г*). Зададимся орбитой вида

$$f(\psi, \rho)=\rho^2-\rho_c^2-A(\psi^2-\psi_c^2)=0, \tag{6}$$

где A — параметр, подлежащий определению.

В случае (*в*) решение с данной орбитой будет существовать при

$$A=2\left(\frac{m_W}{m_H}\right)^2\frac{eH-m_H^2}{eH+m_H^2-2m_W^2}, \quad \theta=\frac{m_H^2}{eH}\,\frac{eH+m_H^2-2m_W^2}{m_H^2-m_W^2}.$$

Требование положительности ψ_c^2 и θ накладывает ограничение на допустимые значения напряженности магнитного поля:

$$eH>m_W^2, \quad eH<m_H^2, \quad eH+m_H^2>2m_W^2$$

при $m_H>m_W$.

В результате интегрирования уравнений (5) получим

$$\psi = \operatorname{th}\left[\frac{m_H}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{eH - m_W^2}{m_H^2 - m_W^2}}(z - z_0)\right], \tag{7}$$

$$\rho = \frac{\rho_0}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{m_H^2 - eH}{m_H^2 - m_W^2}}\operatorname{ch}^{-1}\left[\frac{m_H}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{eH - m_W^2}{m_H^2 - m_W^2}}(z - z_0)\right],$$

где z_0 — произвольная точка на оси z, что обусловлено трансляционной инвариантностью уравнений движения (5). Решения уравнений (5) существуют также при $A=0$. В этом случае

$$\psi = \operatorname{th}\left[\sqrt{\frac{eH}{2}}(z - z_0)\right], \quad \rho = 0. \tag{8}$$

Ограничений на значения, принимаемые параметрами θ и eH, нет.

В случае (*г*) орбита (6) является допустимой, если

$$A = \frac{\rho_c^2}{\psi_c^2} = \frac{2m_W^2}{\theta}\,\frac{2-\theta}{m_H^2 - 2m_W^2}, \quad 2eH = m_H^2, \quad m_H^2 > 2m_W^2.$$

Решения имеют вид

$$\psi = \frac{1}{2}\,\frac{m_H}{m_W}\sqrt{\theta\,\frac{m_H^2 - 2m_W^2}{m_H^2 - \theta m_W^2}}\operatorname{th}\left[\frac{m_H}{2}(z - z_0)\right],$$

$$\rho = \frac{\rho_0 m_H}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{2-\theta}{m_H^2 - \theta m_W^2}}\operatorname{th}\left[\frac{m_H}{2}(z - z_0)\right]. \tag{9}$$

Очевидно, что решения (9) имеют смысл для значений параметра θ из интервала $0<\theta\leqslant 2$.

Из статических решений уравнений движения (5) можно получить зависящие от времени решения типа уединенных волн путем лоренцевского поворота

$$(z - z_0) \to \frac{(z - z_0) - vt}{\sqrt{1 - v^2}},$$

где v — скорость уединенной волны.

В заключение отметим, что найденные выше решения типа уединенных волн обладают большей энергией по сравнению с постоянными решениями ψ_c и ρ_c. И хотя эти решения имеют наинизшую из возможных энергий в классе нетривиальных решений, обладающих конечной энергией, абсолютный минимум или вакуум теории достигается только на постоянных решениях ψ_c и ρ_c. Тем не менее, как показано в [3], решения типа уединенных волн устойчивы в силу топологических особенностей. Действительно, легко заметить, что решения (7), (8) и (9) принимают различные предельные значения при $z\to\pm\infty$. Каждое из этих предельных значений является минимумом потенциала $\mathcal{U}$, причем невозможно непрерывным образом деформировать решения типа уединенных волн в постоянные так, чтобы при этом не нарушить требования конечности энергии. При квантовании теории, обладающей такими решениями, возникает необходимость введения специфического сектора гильбертова пространства состояний, который бы учитывал их топологические особенности [4].

Что же касается полноты исследования системы [5], и в частности возможности ухода решений на бесконечность или существования (квази) периодических траекторий и т. д., то здесь можно заметить, что такого рода движения, важные для истинно механических задач, нас не привлекают, так как они характеризуются бесконечным полным действием. Конечную величину энергии уединенной волны имеют орбиты с конечным действием, начинающиеся и оканчивающиеся в минимумах потенциала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Tsai Wu-Yang //Phys. Rev. 1971. D4. P. 3643—3648. [2] Хуанг Кварки К. Лептоны и калибровочные поля. М., 1985. [3] Раджараман Р. Солитоны и инстантоны в квантовой теории поля. М., 1985. [4] Golstone J., Jackiw R.// //Phys. Rev. 1975. D11. P. 1486—1493.

Поступила в редакцию
08.09.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 1

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 523.165

ПОИСК ДЛИННОПРОБЕЖНЫХ ЧАСТИЦ В ГЛУБОКИХ РЕНТГЕН-ЭМУЛЬСИОННЫХ КАМЕРАХ

Т. П. Аминева, И. П. Иваненко, Н. П. Ильина, Т. В. Лазарева, Б. Л. Каневский, А. К. Манагадзе, Е. А. Мурзина, Е. И. Помелова, Е. Г. Попова, И. В. Ракобольская, Н. Г. Рябова, Л. Г. Свешникова, О. П. Строгова, Н. Г. Зелевинская, В. М. Максименко, И. А. Михайлова, Л. П. Николаева

(НИИЯФ)

Приводятся первые результаты по изучению интенсивности адронов, зарегистрированных в глубине (81—110 см свинца) рентген-эмульсионной камеры. Рассчитана интенсивность каскадов в глубине камеры в предположении рождения во взаимодействиях адронов чармированных частиц с большим сечением.

Исследование взаимодействия адронов высоких энергий (~10 ТэВ) с тяжелым веществом с помощью ионизационных калориметров и рентген-эмульсионных камер (РЭК) представляет значительный интерес, так как эта область энергий пока недостижима для ускорителей с мишенью.

Данные, полученные при исследовании поглощения энергии адронной компоненты в стволах широких атмосферных ливней (ШАЛ) в калориметре со свинцовым поглотителем [1], указывают на возможное изменение элементарного акта взаимодействия — появление длиннопробежной компоненты. Эта компонента связывается [1, 2] с генерацией в неупругих взаимодействиях адронов с ядрами свинца нестабильных частиц, которые не рождаются при меньших (~1 ТэВ) энергиях.

В работах [1—4], посвященных исследованиям, проведенным на тянь-шаньском калориметре, были сделаны следующие выводы. 1) Во взаимодействиях адронов с энергией выше 10 ТэВ существенная доля энергии (в среднем до 50%) передается нестабильным частицам, которые не рождаются в области более низких энергий. Эти частицы проносят энергию в глубь адронного каскада ствола ШАЛ, образуя длиннопробежную компоненту. 2) Время жизни таких частиц может