

На правах рукописи

N.A.F

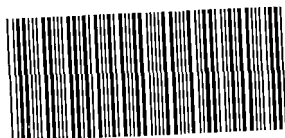
Аби Фарраж Наджиб

ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ СОСТОЯНИЯ В НЕЛИНЕЙНЫХ
СИГМА-МОДЕЛЯХ

(01.04.02 — теоретическая физика)

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук



005536216

31 ОКТ 2013

Москва — 2013

Работа выполнена на кафедре теоретической физики
факультета физико-математических и естественных наук
Российского университета дружбы народов

Научный руководитель: Заслуженный деятель науки РФ,
доктор физико-математических наук,
профессор
Рыбаков Юрий Петрович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник
научно-исследовательского института
ядерной физики им. Д.В. Скобельцына
МГУ им. М.В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ),
Кечкин Олег Вячеславович

доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник
Лаборатории информационных технологий
Объединённого института ядерных
исследований (ЛИТ ОИЯИ, Дубна),
Саха Биджан

Ведущая организация: Московский автомобильно-дорожный
государственный технический университет
(МАДИ)

Защита диссертации состоится « 21 » ноября 2013 в 15 ч. 30 мин на засе-
дании диссертационного совета Д 212.203.34 при Российском университете
дружбы народов по адресу:

115419, г. Москва, ул. Орджоникидзе, д. 3, зал №1.

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке

Российского университета дружбы народов по адресу:

117198, г. Москва, ул. Миклухо-Маклая, д.6.

Автореферат разослан «17» Октября 2013 г.

Учёный секретарь
диссертационного совета
кандидат физико-математических наук



Попова В.А.

Общая характеристика работы

Актуальность темы диссертации

В настоящей работе используется идея Эйнштейна об описании частицы в виде сгустка материального поля или, иными словами, солитонная концепция Эйнштейна–де Бройля. Эта идея получила широкое распространение при построении разных моделей, ставящих своей целью описание структуры элементарных частиц.

В рамках таких моделей, следуя концепции Эйнштейна, можно получить такие характеристики, как масса частицы, спин, магнитный момент и т. д., как локализованной полевой конфигурации, наделённой нетривиальным топологическим зарядом, т. е. в виде топологического солитона.

Напомним, что топологическими солитонами принято называть конфигурации, описываемые регулярными решениями полевых уравнений с конечными динамическими характеристиками, которые выделены среди множества солитонных решений нелинейных уравнений тем, что наделены топологической характеристикой типа степени отображения, инварианта Хопфа, индекса Чженя–Понтрягина и т. д. Под солитонами обычно понимают локализованные в конечной области возмущения нелинейной среды, которые

1. распространяются без деформаций, перенося энергию, импульс, момент импульса;
2. сохраняют свою форму и структуру при взаимодействии с другими подобными солитонами;
3. могут образовывать связанные состояния и ансамбли (т. е. N -солитонные состояния).

Однако такими свойствами, в основном, обладают только одномерные солитоны. Распространение этих представлений на реальный трёхмерный случай было предпринято английским физиком-ядерщиком

Скирмом в 1954 г., которому принадлежит замечательная идея рассматривать барионы как топологические солитоны. В настоящее время наибольшую известность получили две модели, в которых были рассмотрены, соответственно, протяжённые структуры: тяжёлые (барионы) и лёгкие (лептоны) частицы.

- В первой модели (Скирм, 1954 г.) топологический заряд $Q = \deg(S^3 \rightarrow S^3)$ интерпретировался как барионное число B и играл роль генератора гомотопической группы $\pi_3(S^3) = \mathbb{Z}$.
- Во второй модели (Фаддеев, 1973 г.) инвариант Хопфа Q_H интерпретировался как лептонное число L и играл роль генератора гомотопической группы $\tilde{\pi}_3(S^2) = \mathbb{Z}$.

При этом топологический заряд возникает как геометрическая характеристика полевого многообразия модели. Такие модели получили название киральных.

В данной работе предлагается способ построения модели, объединяющей оба вышеперечисленных подхода на основе обобщённой нелинейной электродинамики Ми в рамках эффективной 8-спинорной полевой модели.

Для спинорной реализации возможных моделей кирального типа используется геометрическое тождество Бриоски, согласно которому

$$J_\mu J^\mu - \tilde{J}_\mu \tilde{J}^\mu = s^2 + p^2 + \vec{v}^2 + \vec{a}^2, \quad (1)$$

где билинейные спинорные комбинации s , p , $\vec{v}$, $\vec{a}$, J_μ и $\tilde{J}_\mu$ представлены в следующем виде:

$$\begin{aligned} s &= \bar{\Psi}\Psi; & p &= i\bar{\Psi}\gamma_s\Psi; & \vec{v} &= \bar{\Psi}\vec{\tau}\Psi; \\ \vec{a} &= i\bar{\Psi}\gamma_\mu\vec{\tau}\Psi; & J_\mu &= \bar{\Psi}\gamma_\mu\Psi; & \tilde{J}_\mu &= \bar{\Psi}\gamma_\mu\gamma_5\Psi; \end{aligned}$$

$\bar{\Psi} = \Psi^+\gamma_0$ — дираковски сопряжённый 8-спинор,

$\vec{\tau}$ — матрицы Паули во внутреннем изотопическом пространстве,

γ_μ — матрицы Дирака в представлении Вейля, $\gamma_5 = \gamma_5^+$,

Если записать 8-спинор в виде столбца $\Psi = \text{col}(\psi_1, \psi_2)$; $\psi_i = \text{col}(\varphi_i, \chi_i)$, $i = 1, 2$, где φ_i, χ_i суть 2-спиноры, тогда, с помощью (1) нетрудно доказать, что

$$2J_\mu J^\mu = s^2 + p^2 + \bar{v}^2 + \bar{a}^2 + \Delta^2, \quad (2)$$

где $\Delta^2 = 8[(\varphi_1^+ \varphi_1)(\varphi_2^+ \varphi_2) + (\chi_1^+ \chi_1)(\chi_2^+ \chi_2) - |\chi_1^+ \chi_2|^2 - |\varphi_1^+ \varphi_2|^2] \geq 0$.

Структура тождества (2) приводит к тому, что, используя идеологию спонтанного нарушения симметрии, потенциал Хиггса V в 8-спинорной модели естественным образом можно представить как функцию от $J_\mu J^\mu$:

$$V = \frac{\sigma^2}{8} (J_\mu J^\mu - \varkappa_0^2)^2, \quad (3)$$

где σ и $\varkappa_0$ — два постоянных параметра потенциала Хиггса.

Для получения локализованной солитоноподобной конфигурации необходимо задать естественное граничное условие на пространственной бесконечности:

$$\lim_{|r| \rightarrow +\infty} J_\mu J^\mu = \varkappa_0^2. \quad (4)$$

Из условия (4) и известных свойств гомотопической группы для сферы S^n , а именно $[\pi_3(S^n) = 0 \text{ для } n \geq 4]$, можно доказать, что и существуют только две возможности для существования конфигураций с нетривиальным топологическим зарядом, когда $n < 4$:

1. $\pi_3(S^3) = \mathbb{Z}$ (модель Скирма),
2. $\pi_3(S^2) = \mathbb{Z}$ (модель Фаддеева).

Например, если вакуумное состояние Ψ_0 определяет $s(\Psi_0) \neq 0$, тогда киральный инвариант $s^2 + \bar{a}^2$ определяет сферу S^3 как полевое многообразие, что соответствует модели Скирма. С другой стороны, если только $v_3(\Psi_0) \neq 0$, тогда инвариант $\bar{v}^2$ определяет S^2 как полевое многообразие, что соответствует модели Фаддеева.

Цель и задачи работы

1. Построить 8-спинорную нелинейную полевую модель, учитывающую взаимодействие спинорного поля с электромагнитным полем, для которой модели Скимма и Фаддеева возникают как частные случаи;
2. Построить солитоноподобные конфигурации в 8-спинорной модели с нетривиальным топологическим зарядом типа индекса Хопфа;
3. Оценить такие характеристики локализованных конфигураций, как спин, масса и магнитный момент.

Объект исследования — нелинейная 8-спинорная модель, объединяющая модели Скимма и Фаддеева.

Научная новизна диссертационной работы определяется следующими результатами:

1. Впервые предложено описание лептонов как топологических солитонов с высшим индексом Хопфа в рамках нелинейной 8-спинорной модели.
2. Впервые получены оценки для массы, спина и магнитного момента 8-спинорной аксиально-симметричной локализованной конфигурации, наделённой индексом Хопфа, большим единицы.
3. Впервые получена структура метрики в струнном приближении (на малых расстояниях) в тороидальных координатах путём фиксации римановых инвариантов

$$I_1 = \frac{1}{48} \mathbb{R}_{\mu\nu\sigma\tau} \mathbb{R}^{\mu\nu\sigma\tau}, \quad I_2 = -\frac{1}{432} \mathbb{R}_{\mu\nu\sigma\tau;\lambda} \mathbb{R}^{\mu\nu\sigma\tau;\lambda}.$$

4. Впервые получен ряд ограниченных билинейных спинорных тождеств, которые могут быть полезны в прикладных расчётах.

Научная и практическая значимость

Работа является теоретической, и её результаты могут использоваться при исследовании локализованных состояний в физике частиц и в физике конденсированных сред.

Апробация работы

Представленные в диссертации материалы докладывались и обсуждались:

На научных семинарах кафедры теоретической физики факультета физико-математических и естественных наук Российского университета дружбы народов (Москва, 2008-2013 гг.), на II научной конференции факультета физико-математических и естественных наук РУДН (Москва, 2013 г.), на XXXI научной конференции факультета физико-математических и естественных наук РУДН (Москва, 1995 г.), на XXX научной конференции факультета физико-математических и естественных наук РУДН (Москва, 1994 г.), на XXIX научной конференции факультета физико-математических и естественных наук РУДН (Москва, 1993 г.).

Личное участие автора

Все приведённые в диссертации результаты получены самим автором, либо при его непосредственном участии.

Публикации

Основные результаты диссертации опубликованы в 7 работах.

Структура и объём работы

Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения, 5 приложений и списка литературы. Диссертация опубликована на ...стр. ма-

шинописного текста, содержит ... таблиц и ... рисунков. Список литературы включает 40 источников.

Краткое содержание диссертации

Первая глава «Спинорная реализация модели Скирма» основана на публикации [1].

В этой главе рассматривается вариант спинорной реализации $SU(2)$ киральной модели Скирма, для которого строится топологический заряд типа степени отображения. При этом гамильтониан модели оценивается снизу через топологический заряд, что обеспечивает устойчивость конфигураций, реализующих нижнюю грань энергии. При обосновании своей модели Скирма исходил из глубокой идеи о спонтанном нарушении киральной симметрии. При этом поле принимало значения на трёхмерной сфере S^3 , то есть задавалось евклидовым 4-вектором Φ^a , $a = 1, 2, 3, 4$, подчинённым связи

$$\sum_{n=1}^4 (\Phi^n)^2 = 1. \quad (5)$$

На наш взгляд, условие (5) очень привлекательно, но выглядит искусственно. Хотелось бы, чтобы это условие возникало в теории естественным образом. Целью настоящей работы как раз и является построение такого рода модели, полевой переменной в которой является релятивистский спинор ψ , преобразующийся по фундаментальному представлению внутренней (изотопической) группы $SU(2)$.

В первом параграфе этой главы рассматривается киральная модель Скирма и доказывается необходимость введения спинорного поля.

Во втором параграфе этой главы предлагается подход, использованный Ж. Лошаком, в котором ограниченный спинор ψ представляется в виде групповой матрицы, действующей на фиксированный 8-спинор ξ ,

имеющий только две нетривиальные составляющие $\xi_1, \xi_5 \in \mathbb{C}$:

$$\psi = \exp\left(i\gamma_5 \frac{\omega}{2}\right) \exp\left(i\gamma_5 \frac{\hat{\vartheta}}{2}\right) \exp\left(i\frac{\hat{\omega}}{2}\right) \Lambda \xi, \quad (6)$$

где $\hat{\vartheta} = (\vec{\vartheta}\vec{\tau})$, $\hat{\omega} = (\vec{\omega}\vec{\tau})$, $\vec{\tau}$ — матрицы Паули, Λ — матрица Лоренца.

В третьем параграфе находятся билинейные тождества для 8-спинорного поля в представлении Лошака.

В этом параграфе был получен ряд билинейных спинорных тождеств для указанных спинорных полей:

$$\begin{aligned} s^2 + \underline{a}^2 &= p^2 + \underline{v}^2 = j_\mu j^\mu = -\tilde{j}_\mu \tilde{j}^\mu, \\ sp - (\underline{v}\underline{a}) &= j_\mu \tilde{j}^\mu = (\underline{a}_\mu \underline{v}^\mu) = 0, \\ 2(s^2 + p^2) - j_\mu j^\mu &= (\underline{v}_\mu \underline{v}^\mu) = -(\underline{a}_\mu \underline{a}^\mu), \\ s\underline{v} + p\underline{a} &= \underline{v}_\mu \underline{v}^\mu = -\tilde{j}_\mu \underline{a}^\mu, \\ [\underline{v}\underline{a}] &= j_\mu \underline{a}^\mu = \tilde{j}_\mu \underline{v}^\mu. \end{aligned} \quad (7)$$

Если принять гипотезу Скирма о спонтанном нарушении киральной симметрии и учесть граничное условие $\Phi^4(r = \infty) = 1$, выделяющее вакуумное состояние $\psi_{\text{вак}} = \psi(\infty)$, то поскольку вакуум характеризуется нетривиальным значением величины

$$S_{\text{вак}} = (\bar{\psi}_\infty \psi_\infty) = R_0 = \text{const} > 0,$$

можно получить следующее естественное соотношение

$$J_\mu J^\mu \equiv R^2,$$

где $R = (J_\mu J^\mu)^{\frac{1}{2}} \geq |S| \geq S_{\text{вак}} = R_0$.

В четвёртом параграфе проводится оценка энергии снизу через топологический заряд.

В пятом параграфе приводятся краткие выводы из этой главы.

Вторая глава «Струнное приближение в 8-спинорной полевой модели» основана на публикациях [2–4].

Используются радиальная x и угловая y тороидальные координаты:

$$0 \leq x < \infty, \quad -\pi \leq y \leq +\pi, \quad 0 \leq \phi \leq 2\pi.$$

В этой главе изучается лептонный сектор нелинейной 8-спинорной модели. Основной задачей нашей работы является построение спинорных солитонных конфигураций, наделённых нетривиальным индексом Хопфа, который играет роль лептонного числа. С этой целью мы строим солитонную конфигурацию в тороидальных координатах. Причиной для такого построения является структура предлагаемого решения. Как было показано Фаддеевым, последнее представляется в виде замкнутой закрученной струны. Так как рассматривается замкнутая струна с радиусом замыкания a , значительно превышающим радиус сечения струны r_0 , то данное приближение называется струнным.

В первом разделе первого параграфа рассматривается постановка задачи. Для этого вводится лагранжева плотность в следующем виде:

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = & \frac{1}{2\lambda^2} \overline{D_\mu \Psi} \gamma^\nu D^\mu \Psi J_\nu + \frac{\varepsilon^2}{4} f_{\mu\nu} f^{\mu\nu} - \\ & - \frac{\sigma^2}{8} (J_\mu J^\mu - \varkappa_0^2)^2 - \frac{1}{16\pi} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} [1 + G(I)] - \frac{1}{8} \pi] H(I), \\ \Psi = & \text{col}(\psi_1, \psi_2), \quad \psi_i = \text{col}(\varphi_i, \chi_i), \quad D_\mu \Psi = \partial_\mu \Psi - ie_0 A_\mu \Psi, \\ f_{\mu\nu} = & \overline{\Psi} \gamma^\alpha D_{[\mu} \Psi \overline{D_{\nu]} \Psi} \gamma_\alpha \Psi.\end{aligned}$$

Такой лагранжиан допускает дискретную группу $\varphi_i \leftrightarrow \chi_i$, где φ_i, χ_i — суть 2-спиноры, $i = 1, 2$. Это приводит к тому, что инвариантное поле имеет вид $\varphi_i = \chi_i$. Последнее соотношение определяет лептонный сектор, поскольку можно доказать, что уравнение $\tilde{v}^2 = |\tilde{\Psi} \tilde{\tau} \Psi|^2 = \text{const}$ определяет многообразие S^2 . Тогда с учётом свойства гомотопических групп можно получить, что $\pi_3(S^2) = \mathbb{Z}$. Это определяет модель Фаддеева.

Во втором разделе этого параграфа формулируется теорема Коулмена–Пале, на основании которой по заданной непрерывной группе симметрии можно найти класс инвариантных полей, совместимых с условием экстремума действия.

В третьем разделе первого параграфа изучается группа симметрии:

$$\begin{aligned}
G &= \text{diag}[G_1 \otimes G_2] \otimes \text{diag}[G_1 \otimes G_3], \\
G_1 : \psi &\rightarrow e^{i\delta\alpha}\psi, \quad \delta\psi = i\delta\alpha\psi, \\
G_2 : \phi &\rightarrow \phi + \delta\phi, \quad \psi \rightarrow e^{iJ_3\delta\phi}\psi, \quad \delta\psi = iJ_3\delta\phi\psi, \\
&\text{где } J_3 = -i\partial_\phi + \frac{1}{2}\sigma_3, \\
G_3 : y &\rightarrow y + \delta y, \quad \psi \rightarrow e^{ip_y\delta y}\psi, \quad \delta\psi = ip_y\delta y\psi, \\
&\text{где } p_y = -i\partial_y,
\end{aligned}$$

$$\begin{cases} ik_1 p_y \varphi_1 = (\sigma_3 - 1) \frac{i}{2} \varphi_1, & k_1 = \frac{1}{n_1}, \\ ik_2 p_y \varphi_2 = (\sigma_3 + 1) \frac{i}{2} \varphi_2, & k_2 = \frac{1}{n_2}, \quad n_1, n_2 \in \mathbb{Z}. \end{cases}$$

В качестве решения этих уравнений получим

$$\psi = \text{col} \left(u_1, v_1 e^{i(\Phi - n_1 y)}, v_2 e^{-i(\Phi - n_2 y)}, u_2 \right)$$

На основе этой конфигурации в четвёртом разделе вычисляется топологический заряд $Q_H = n_1 + n_2$.

В пятом разделе этого параграфа вычисляется лагранжева плотность, и с использованием следующей подстановки:

$$\begin{aligned}
u_1 &= \sqrt{R} \sin \vartheta \sin \Phi_1, \quad u_2 = \sqrt{R} \cos \vartheta \sin \Phi_2 e^{i\Phi_3}, \\
v_1 &= \sqrt{R} \sin \vartheta \cos \Phi_1, \quad v_2 = \sqrt{R} \cos \vartheta \cos \Phi_2 e^{i\Phi_4},
\end{aligned}$$

вычисляется действие в тороидальных координатах. При этом граничные условия при $x \rightarrow +\infty$ выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned}
R &\rightarrow R_0, \quad \vartheta \rightarrow \vartheta_0, \quad \Phi_1 \rightarrow \frac{\pi}{2}, \quad \Phi_2 \rightarrow \frac{\pi}{2}, \\
A_0 &\rightarrow A_{00}, \quad A_1 \rightarrow 0, \quad A_2 \rightarrow 0, \quad A_3 \rightarrow A_{30}.
\end{aligned}$$

Во втором параграфе, после варьирования действия на малых рас-

стояниях при $x \rightarrow +\infty$ находятся решения, имеющие следующий вид:

$$\begin{aligned} R &= R_0 + R_1 e^{-2x}, \quad \vartheta = \vartheta_0 + \vartheta_1 e^{-2x}, \\ \Phi_1 &= \frac{\pi}{2} - 2 \operatorname{arctg} e^{-n_1 x}, \quad \Phi_2 = \frac{\pi}{2} - 2 \operatorname{arctg} e^{-n_2 x}, \quad \Phi'_3 = e_0 A_1, \\ A_0 &= A_{00} - A_{01} e^{-2x}, \quad A_3 = A_{30} - A_{31} e^{-2x}, \\ A_1 &= A_{11} e^{-2x} - A_{12} e^{-4x}, \quad A_2 = A_{21} e^{-2x} - A_{22} e^{-4x}. \end{aligned}$$

В третьем параграфе исследуются солитонные конфигурации на больших расстояниях, когда $x \rightarrow 0$. В этой области поля очень малы, поэтому рассматривается действие как квадратичный функционал, так как уравнения поля будут линейными. В этой области, когда $x \rightarrow 0$, зависимость полей от координаты y будет существенна, поэтому все поля рассматриваются как функции от x и y .

Для этого вводится спинорное поле в таком виде:

$$\psi = \operatorname{col}(\xi, v_1, v_2, u_2),$$

где $\xi = \xi_0 + \xi_1$, ξ_0 — вакуумное решение.

Варьируя действие и решая полученные уравнения, можно найти следующий вид асимптотических полей:

$$\begin{aligned} u_1 &= \sqrt{\frac{x_0}{2}} - u_{10} \sqrt{\operatorname{ch} x - \cos y} \operatorname{th} x, \\ u_2 &= u_{20} \sqrt{\operatorname{ch} x - \cos y} \left(1 - \frac{1}{16} \operatorname{th}^2 x \right), \\ v_1 &= v_{10} \frac{\operatorname{sh} x}{\operatorname{ch}^2 x} \sqrt{\operatorname{ch} x - \cos y} e^{-in_1 y}, \\ v_2 &= v_{20} \frac{\operatorname{sh} x}{\operatorname{ch}^2 x} \sqrt{\operatorname{ch} x - \cos y} e^{-in_2 y}, \\ A_0 &= \frac{9}{a\sqrt{2}} \sqrt{\operatorname{ch} x - \cos y} \left(1 - \frac{1}{16} \operatorname{th}^2 x \right), \\ A_3 &= \frac{A}{\sqrt{\operatorname{ch} x - \cos y}} \operatorname{th}^2 x \left(1 + \frac{23}{32} \operatorname{th}^2 x \right), \\ A_1 &= A_2 = 0. \end{aligned}$$

В четвёртом параграфе предлагается ряд пробных функций при условии, что электромагнитное поле очень мало. После чего проводится

оценка массы, спина и магнитного момента — в первом, втором и третьем разделах этого параграфа, соответственно.

В пятом параграфе приводятся краткие выводы из этой главы.

Третья глава «Новые возможности 8-спинорной модели» основана на полученных результатах диссертационной работы. В ней рассматривается следствие объединения двух моделей (Скирма и Фаддеева) в рамках 8-спинорной полевой модели, и выясняется, как топология позволяет классифицировать состояния в лептонном секторе.

В первом параграфе этой главы приводятся общие характеристики и классификации частиц лептонного сектора.

Во втором параграфе рассматривается один из возможных вариантов классификаций лептонного сектора при выборе разных многообразий.

В третьем параграфе предлагается другая возможность классификации лептонного сектора в рамках одного многообразия.

В четвёртом параграфе рассматривается проблема универсальности вакуума.

В пятом параграфе приводятся краткие выводы из этой главы.

В диссертации имеются приложения, включающие в себя все нужные математические формулы и расчёты.

Заключение: В заключении сформулированы основные результаты, полученные в диссертации.

Основные результаты работы

1. Найдены асимптотические решения в струнном приближении при $x \rightarrow +\infty$.
2. Найдены асимптотические решения при $x \rightarrow 0$ в тороидальных координатах.
3. Найден ряд билинейных спинорных тождеств для ограниченного 8-спинорного поля.

4. Найдены оценки для массы, спина и магнитного момента в случае конфигурации с топологическим зарядом $Q_H = 2$.

Основные результаты диссертации опубликованы в ниже следующих работах:

В научных журналах, рекомендованных ВАК:

1. Рыбаков Ю.П., Фарраж Н.А. Спинорная реализация киральной модели Скирма // Вестник РУДН, Серия «Физика». — 1996. — № 4, Вып. 1. — С. 59–64.
2. Rybakov Yu. P., Farraj N., Umniyati Yu. Chiral 8-Spinor Model with Pseudo-Vector Interaction // Bulletin PFUR. Series “Mathematics. Information Sciences. Physics”. – 2012. — № 3. — P. 138–141.
3. Rybakov Yu. P., Farraj N., Umniyati Yu. Topological Soliton Configurations in 8-Spinor Nonlinear Model // Bulletin PFUR. Series “Mathematics. Information Sciences. Physics”. – 2013. — № 3. — P. 130–137.

В других научных журналах и материалах научных конференций:

4. Рыбаков Ю.П., Аби Фарраж Наджиб. Ум. Умнияти. // Тезисы доклада на II Всероссийской конференции по проблемам физики частиц, физики плазмы и конденсированных сред, оптоэлектроники, РУДН, Москва, 14–17 мая 2013. — С. 75–79.
5. Рыбаков Ю.П., Фарраж Н.А. Аксиально-симметричные поля Янга-Миллса // Тезисы доклада на 31-ой научной конференции факультета физико-математических и естественных наук, РУДН, Москва, 15–29 мая 1995. Часть II. Физические секции. — С. 41.
6. Рыбаков Ю.П., Фарраж Н.А. О структуре спинорных конфигураций в киральных моделях // Тезисы доклада на 30-ой научной конференции факультета физико-математических и естественных наук, РУДН, Москва, 16–30 мая 1994. Часть I. Физические секции. — С. 31.

7. Рыбаков Ю.П., Фарраж Н.А. О структуре спинорных полевых моделей // Тезисы доклада на 29-ой научной конференции факультета физико-математических и естественных наук, РУДН, Москва, 17–31 мая 1993. Часть I. Физические секции. — С. 50.

АННОТАЦИЯ

Аби Фарраж Наджиб

Локализованные состояния в нелинейных сигма-моделях

В работе предложена 8-спинорная реализация киральной модели Скирма, где 8-спинорное поле представлено в виде групповой матрицы, действующей на фиксированный 8-спинор ξ , имеющий только две нетривиальные составляющие $\xi_1, \xi_5 \in \mathbb{C}$. При этом найден ряд билинейных спинорных тождеств и показано, что энергия оценивается снизу через топологический заряд.

Рассмотрена 8-спинорная полевая модель, в которой путём использования теоремы Коулмена–Пале для нахождения инвариантных полей при предлагаемой группе симметрии получены асимптотические решения на малых (струнное приближение) и больших расстояниях. Получены оценки массы, спина, магнитного момента конфигурации с индексом Хопфа $Q_H = 2$.

ABSTRACT

Abi Farraj Najib

Localized states in nonlinear sigma-models

In this work, we consider spinor realization of the chiral Skyrme model, where 8-spinor ξ was taken in the form of group matrix acting on a fixed 8-spinor ξ with two nontrivial components $\xi_1, \xi_5 \in \mathbb{C}$. Some biquadratic spinor identities were obtained with the energy in the model being estimated from below by the topological charge.

By using the theorem of Coleman–Palais for searching invariant fields under the suggested continuous group symmetry asymptotic solutions at small (string approximation) and at large distances were found. Mass, spin and magnetic moment were estimated for the soliton with Hopf's index $Q_H = 2$.

Подписано в печать 14.10.2013 г. Формат 60х84/16.
Печать офсетная. Бумага офсетная. Гарнитура Таймс.
Усл. печ. л. 1,0. Тираж 100 экз. Заказ 1437

Российский университет дружбы народов
115419, ГСП-1, г. Москва, ул. Орджоникидзе, д. 3

Типография РУДН
115419, ГСП-1, г. Москва, ул. Орджоникидзе, д. 3, тел. 952-04-41