Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Л. Д. Соловьев, Растущие реджевские траектории в релятивистских струнных моделях, *ТМФ*, 1996, том 106, номер 2, 209–217

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf1108>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.196.121.252

26 апреля 2023 г., 12:34:05

Л. Д. Соловьев

РАСТУЩИЕ РЕДЖЕВСКИЕ ТРАЕКТОРИИ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ СТРУННЫХ МОДЕЛЯХ

Построена релятивистская квантовая модель, в которой реджевская траектория может (в зависимости от параметра) возрастать быстрее, чем линейно. Модель представляет собой прямолинейную струну с лагранжианом, степенным образом зависящим от кривизны мировой поверхности струны. Рассмотрены точно решаемые обобщения этой модели.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных экспериментальных свойств элементарных частиц является линейный рост их реджевских траекторий:

$$S = \alpha + \alpha' m^2, \quad (1)$$

где S и m — спины и массы частиц, имеющих один и тот же кварковый состав, и α , α' — константы. Эта зависимость была установлена в эксперименте для достаточно больших значений спина, однако ее полное теоретическое объяснение отсутствует.

Имеется много релятивистских моделей (например, уравнение Майораны), в которых S убывает с ростом m^2 . Линейный рост (1) описывается релятивистским ротатором, т.е. квантованной прямолинейной релятивистской струной с лагранжианом Намбу–Гото. Является такой рост предельным для релятивистской теории или возможно более быстрое возрастание S с ростом m^2 ? Покажем, что для прямолинейной струны с лагранжианом

$$\mathcal{L} = -c(R/2)^\gamma \sqrt{-g}, \quad (2)$$

где g — определитель матрицы метрики мировой поверхности струны, R — кривизна этой поверхности и γ и c — параметры, зависимость спина от массы имеет вид

$$S = \beta(m^2)^a, \quad (3)$$

где β — константа и

$$a = \frac{1 - \gamma}{1 - 2\gamma} \quad (4)$$

(при малых S в левой части (3) следует писать $\sqrt{S(S+1)}$). При $-\infty < \gamma < \frac{1}{2}$ показатель a может принимать значения от $1/2$ до $+\infty$. Ограничения на γ рассмотрены в тексте. При $\gamma = 1$ лагранжиан (2) сводится к полной производной.

В разделе 2 модель описана более подробно. В разделе 3 дано ее классическое решение. В разделе 4 рассмотрено ее квантование. Раздел 5 содержит обобщение модели на случай суммы лагранжианов (2) с различными γ и произвольной зависимости лагранжиана от $R/2$. Обсуждение результатов приведено в разделе 6.

2. МОДЕЛЬ

Релятивистская струна описывается 4-векторной функцией $x^\mu(\sigma, \tau)$ от пуанкаре-инвариантных пространственной и временной переменных σ и τ . Метрика на мировой поверхности струны

$$g_{ik} = (\partial x^\mu / \partial \sigma_i)(\partial x_\mu / \partial \sigma_k),$$

где $i, k = 1, 2$, $\sigma_1 = \sigma$, $\sigma_2 = \tau$ и в пространстве Минковского используется метрика $(+ - -)$. Определитель этой матрицы обозначим через g :

$$g = \det \| g_{ik} \|.$$

Кривизна поверхности струны дается выражениями

$$R = g^{lq} R_{qil}$$

где $\| g^{lq} \|$ — матрица, обратная к $\| g_{ik} \|$,

$$\begin{aligned} -R_{qkl} &= \frac{\partial \Gamma_{ql}^i}{\partial \sigma_k} - \frac{\partial \Gamma_{qk}^i}{\partial \sigma_l} + \Gamma_{pk}^i \Gamma_{ql}^p - \Gamma_{pl}^i \Gamma_{qk}^p, \\ \Gamma_{ij}^k &= \frac{1}{2} g^{kl} \left(\frac{\partial g_{lj}}{\partial \sigma_i} + \frac{\partial g_{il}}{\partial \sigma_j} - \frac{\partial g_{ij}}{\partial \sigma_k} \right). \end{aligned}$$

Действие

$$A = \int_{\tau_1}^{\tau_2} \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} \mathcal{L} d\sigma d\tau, \quad (5)$$

где $\mathcal{L}$ дается выражением (2), пуанкаре- и репараметризационно-инвариантно.

Мы рассмотрим лишь прямолинейные конфигурации струны

$$x(\sigma, \tau) = x(\tau) + q(\tau)f(\sigma, \tau), \quad (6)$$

где $x(\tau)$ — 4-вектор некоторой точки на струне, $q(\tau)$ — трансляционно-инвариантный лоренцев вектор направления струны и $f(\sigma, \tau)$ — произвольная пуанкаре-инвариантная функция, монотонная по σ . При этом определитель g и особенно кривизна R сильно упрощаются и имеют вид

$$g = q^2 f'^2 (\dot{x}_q + \dot{q}_q f)^2, \quad (7)$$

$$R = -2 \frac{(\dot{x}_q \dot{q}_q)^2 - \dot{x}_q^2 \dot{q}_q^2}{q^2 ((\dot{x}_q + \dot{q}_q f)^2)^2}, \quad (8)$$

где штрих обозначает производную по σ , а точка — по τ , и $z_q = z - (zq)q/q^2$, $z = \dot{x}, \dot{q}$.

Подставляя (7) и (8) в (2) и (5), видим, что интегрирование по $d\sigma$ сводится к интегрированию по df . Его пределы даются нулями определителя g и равны

$$f_{1,2} = -\eta \mp \sqrt{\xi + \eta^2},$$

где

$$\xi = -\dot{x}_q^2/\dot{q}_q^2, \quad \eta = \dot{x}_q \dot{q}_q / \dot{q}_q^2.$$

Выполняя интегрирование по df в пределах от f_1 до f_2 , получаем действие и лагранжиан рассматриваемой модели

$$A = \int_{\tau_1}^{\tau_2} L d\tau, \quad (9)$$

$$L = -b(q^2 \dot{q}_q^2)^{1/2} (-q^2)^{-\gamma} (\xi + \eta^2)^{1-\gamma}, \quad (10)$$

где новая константа связи пропорциональна прежней:

$$b = \pi^{1/2} \frac{\Gamma(\frac{3}{2} - 2\gamma)}{\Gamma(2 - 2\gamma)} c.$$

Лагранжиан (10) можно записать также в виде

$$L = -b(d^2)^{1-\gamma} (-\dot{n}^2)^{1/2}, \quad (11)$$

где d – половина длины струны,

$$d = (-q^2)^{1/2} (f_2 - f_1)/2 = (-q^2 (\xi + \eta^2))^{1/2}, \quad (12)$$

и n – единичный вектор в направлении q ,

$$n = q/(-q^2)^{1/2}.$$

Интеграл по $d\sigma(df)$ в (5) существует, если $\gamma < \frac{3}{4}$. Однако плотность энергии для системы (2), (5), (7), (8) знакоопределена и интегрируема для $\gamma < 1/4$. Поэтому если мы хотим сохранить связь модели (9), (10) с исходной струной, то следует ограничиться $\gamma < 1/4$. При этом показатель a в (3), (4) меньше $3/2$. Но даже в этом случае он может превышать единицу. Однако модель (9), (10) может рассматриваться и независимо от ее получения. Тогда ограничение на γ и a снимается.

Лагранжиан L в (10) зависит от векторов “внешней” и “внутренней” координат x и q . Импульсы, канонически сопряженные этим координатам, даются выражениями

$$p_\mu = -\partial L / \partial \dot{x}^\mu, \quad r_\mu = -\partial L / \partial \dot{q}^\mu. \quad (13)$$

Мы по-прежнему будем считать, что q – трансляционно-инвариантный вектор. Тогда в силу теоремы Нетер полный импульс системы совпадает с p^μ , а полный момент дается выражением

$$M^{\mu\nu} = x^\mu p^\nu - x^\nu p^\mu + q^\mu r^\nu - q^\nu r^\mu.$$

Величины p^μ и $M^{\mu\nu}$ сохраняются, т.е. не зависят от τ . Сохраняются масса $m = (p^2)^{1/2}$ и спин системы

$$S^{\mu\nu} = M^{\mu\nu} - (M^{\mu\rho} p^\nu + p^\mu M^{\rho\nu}) p_\rho / p^2. \quad (14)$$

Вычисляя полную энергию системы p^0 из (13), (10), нетрудно убедиться, что она положительна лишь при $b(1 - \gamma) > 0$, что мы и будем предполагать в дальнейшем.

Помимо пуанкаре-инвариантности, действие и лагранжиан (9), (10) инвариантны относительно репараметризации τ и не зависят от произвольного сдвига x вдоль q и от произвольного изменения нормировки q . Поэтому рассматриваемая система должна

иметь три связи. Действительно, вычисляя канонические импульсы (13) из (10), получаем

$$\varphi_1 = pq \approx 0, \quad \varphi_2 = rq \approx 0, \quad (15)$$

$$\varphi_3 = q^2 \left(r^2 - \frac{(pr)^2}{p^2} \right) - F(p^2) \approx 0, \quad (16)$$

где

$$F(p^2) = b^2(1-2\gamma)^2 \left(\frac{p^2}{4b^2(1-\gamma)^2} \right)^{\frac{2-2\gamma}{1-2\gamma}}. \quad (17)$$

Нетрудно показать, что при выполнении связей (15) квадрат спина дается выражением

$$S^2 \equiv S^{\mu\nu} S_{\mu\nu} / 2 = q^2(r^2 - (pr)^2/p^2), \quad (18)$$

поэтому при выполнении (15) связь (16) можно переписать в виде

$$\varphi_3 = S^2 - F(p^2) \approx 0. \quad (19)$$

Таким образом, для нашей системы ее спин и масса связаны соотношением (3)

$$S = (F(m^2))^{1/2} = \beta(m^2)^a, \quad (20)$$

где a приведено в (4) и $\beta = |b(1-2\gamma)|(2b(1-\gamma))^{-2a}$.

3. КЛАССИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ

Для решения задачи на экстремум действия (9), (10) со связями (15), (16) воспользуемся гамильтоновым подходом [1] (см. также [2]). Относительно скобок Пуассона канонических координат и импульсов

$$\{x^\mu, p_\nu\} = \{q^\mu, r_\nu\} = -\delta_\nu^\mu \quad (21)$$

(остальные скобки равны нулю) связи (15), (16) являются связями первого рода. Поскольку канонический гамильтониан нашей модели $-(p\dot{x}) - (r\dot{q}) - L$ равен нулю, то ее динамика определяется гамильтонианом

$$H = \sum_{i=1}^3 v_i(\tau) \varphi_i,$$

где $v_i(\tau)$ – произвольные функции, и уравнением

$$\dot{f} = \partial f / \partial \tau + \{f, H\},$$

где f – функция канонических координат и импульсов. Отсюда для координат и импульсов получаем уравнения

$$\dot{x} = -v_1 q + 2v_3 [(rp^2 - p(pr))q^2(pr)/(p^2)^2 + F'p], \quad (22)$$

$$\dot{p} = 0, \quad (23)$$

$$\dot{q} = -v_2 q - 2v_3 (r - p(pr)/p^2)q^2, \quad (24)$$

$$\dot{r} = v_1 p + v_2 r + 2v_3 q(r^2 - (pr)^2/p^2), \quad (25)$$

$$\varphi_i = 0, \quad i = 1, 2, 3, \quad (26)$$

где F' обозначает производную функции (17) по p^2 . Для их решения положим

$$x = \bar{x} - q(pr)/p^2, \quad (27)$$

$$q = \bar{q}e^{-t_2}, \quad r = \bar{r}e^{t_2}. \quad (28)$$

Нетрудно показать, что $\bar{x}$ представляет собой координату середины струны $\bar{x} = x + q(f_1 + f_2)/2$. Здесь и в дальнейшем

$$t_i = c_i + \int v_i(\tau) d\tau, \quad i = 2, 3. \quad (29)$$

Для величин с чертой получаем уравнения

$$\dot{\bar{x}} = 2v_3 F' p, \quad (30)$$

$$\dot{\bar{q}} = -2v_3 (\bar{r} - p(p\bar{r})/p^2) \bar{q}^2, \quad (31)$$

$$\dot{\bar{r}} = v_1 e^{-t_2} p + 2v_3 \bar{q} (\bar{r}^2 - (p\bar{r})/p^2). \quad (32)$$

Из (30) находим $\bar{x}$:

$$\bar{x} = 2F' p t_3 + \bar{x}_0 \quad (33)$$

или

$$\bar{x}^0 = t, \quad t - t_0 = 2F' p^0 (t_3 - t_3(0)), \quad (34)$$

$$\bar{x}^i = \bar{x}_0^i + (p^i/p^0)(t - t_0). \quad (35)$$

Для решения уравнений (31), (32) положим

$$\bar{r} = r_1 + r_2, \quad r_1 = \bar{r} - p(p\bar{r})/p^2, \quad r_2 = p(p\bar{r})/p^2. \quad (36)$$

Тогда

$$r_2 = (c_1 + \int v_1(\tau) e^{-t_2(\tau)} d\tau) p, \quad (37)$$

а для $\bar{q}$ и r_1 имеем

$$\dot{\bar{q}} = -2v_3 \bar{q}^2 r_1, \quad \dot{r}_1 = 2v_3 r_1^2 \bar{q}, \quad (38)$$

$$p\bar{q} = r_1 \bar{q} = p r_1 = 0 \quad (39)$$

$$S^2 = \bar{q}^2 r_1^2. \quad (40)$$

Равенства (38) следуют из (26), (28), (36), равенство (40) — из (18). Для решения уравнений (37), (38) введем тетраду векторов, связанных с полным импульсом,

$$e_\alpha = (e_0, e_a), \quad a = 1, 2, 3, \quad e_0 = p/\sqrt{p^2}, \quad (41)$$

$$(e_\alpha e_\beta) = g_{\alpha\beta}, \quad e_\alpha^\mu g^{\alpha\beta} e_\beta^\nu = g^{\mu\nu}, \quad (42)$$

и разложим по ним векторы $\bar{q}$ и r_1 и тензор спина (14)

$$\bar{q} = q^a e_a; \quad r_1 = r^a e_a; \quad S^{\mu\nu} = e_a^\mu e_b^\nu \epsilon_{abc} S^c,$$

где тройки q^a, r^a, S^a

$$q^a = -\bar{q} e_a; \quad r^a = -r_1 e_a; \quad S^a = \frac{1}{2} \epsilon_{abc} e_b^\mu e_c^\nu S_{\mu\nu},$$

которые мы будем обозначать символами трехмерных векторов, удовлетворяют уравнениям

$$\dot{\vec{q}} = 2v_3 \vec{q}^2 \vec{r}; \quad \dot{\vec{r}} = -2v_3 \vec{r}^2 \vec{q}, \quad (43)$$

$$\vec{q}\vec{r} = 0; \quad \vec{S} = [\vec{q}, \vec{r}]; \quad S^2 = \vec{S}^2. \quad (44)$$

Их решение имеет вид

$$\vec{q} = \vec{q}_0 \cos V + \vec{r}_0 \frac{|\vec{q}|}{|\vec{r}|} \sin V, \quad (45)$$

$$\vec{r} = \vec{r}_0 \cos V - \vec{q}_0 \frac{|\vec{r}|}{|\vec{q}|} \sin V, \quad (46)$$

$$V = 2St_3 + V_0 = \omega t + \varphi_0, \quad \omega = \frac{S}{F'p^0}, \quad (47)$$

где $\vec{q}_0$, $\vec{r}_0$, V_0 и φ_0 — константы и $\vec{q}_0$ и $\vec{r}_0$ удовлетворяют (43). При получении второго равенства (46) использованы равенства (29), (34).

Таким образом, из (27), (28), (29) видим, что положение точки x в направлении q , нормировка q и параметризация времени произвольны.

Из (35), (42), (44) следует, что пространственная точка на струне движется равномерно относительно лабораторного времени вдоль импульса струны со скоростью $\vec{p}/p^0$, 4-вектор q равномерно вращается с частотой ω (46) в плоскости, ортогональной p и $S = S^a e_a$, а величины спина и массы связаны соотношением (20).

4. КВАНТОВАНИЕ

Для квантования системы наложим калибровочные условия

$$\chi_1 = pr \approx 0; \quad \chi_2 = q^2 - r^2 \approx 0 \quad (48)$$

и перейдем с помощью тетрады (40), (41) к переменным $\vec{n}, \vec{S}$:

$$q = e_a n^a \sqrt[4]{\vec{S}^2}; \quad r = e_a [\vec{S}\vec{n}]^a / \sqrt[4]{\vec{S}^2}, \quad (49)$$

$$S^{\mu\nu} = e_a^\mu e_b^\nu \epsilon_{abc} S^c, \quad (50)$$

$$\vec{n}^2 = 1; \quad \vec{n}\vec{S} = 0. \quad (51)$$

Для нахождения скобок Пуассона (Дирака) новых переменных можно воспользоваться методом скобок Дирака [1] (см. также [2]) или методом редукции симплектической формы [3] (см. также [4]), который несколько упрощает вычисления. В этом методе по скобкам Пуассона исходных переменных $\{z^a, z^b\} = \omega^{ab}$ строится симплектическая форма $\omega = \omega_{ab} dz^a \wedge dz^b$, где матрица ω_{ab} является обратной к ω^{ab} . Пусть $z^a = z^a(u^1, \dots, u^\alpha)$, где u^α — новые переменные, тогда $\omega = \Omega_{\alpha\beta} du^\alpha \wedge du^\beta$, где $\Omega_{\alpha\beta} = (\partial z^a / \partial u^\alpha) \omega_{ab} (\partial z^b / \partial u^\beta)$. Если u^α — независимые переменные, то матрица, обратная к $\Omega_{\alpha\beta}$, дает их скобки Пуассона (Дирака): $\{u^\alpha, u^\beta\} = \Omega^{\alpha\beta}$.

Из (21) имеем исходную симплектическую форму нашей системы

$$\omega = dp_\nu \wedge dx^\nu + dr_\nu \wedge q^\nu.$$

Подставляя сюда выражения (48) и используя ортонормированность векторов тетрады, получаем

$$dr_\nu \wedge dq^\nu = dp_\nu \wedge d((\partial^\nu e_{a\mu})e_b^\mu [\vec{S}\vec{n}]^a n^b) - d[\vec{S}\vec{n}] \wedge d\vec{n}, \quad (52)$$

откуда

$$\omega = dp_\nu \wedge dz^\nu - d[\vec{S}\vec{n}] \wedge d\vec{n}, \quad (53)$$

где (после несложных преобразований)

$$z^\nu = x^\nu + \frac{1}{2}\epsilon_{abc}e_{a\mu}\partial^\nu e_b^\mu S^c. \quad (54)$$

Из (52) заключаем, что $\{z^\mu, p_\nu\} = -\delta_\nu^\mu$ и остальные скобки этих переменных равны нулю. Нахождение скобок переменных $\vec{n}$ и $\vec{S}$ несколько осложняется тем, что в силу (50) они являются зависимыми. Выбирая в качестве независимых переменных S^1, S^2, n^1, n^2 и выражая через них S^3 и n^3 , получаем

$$d[\vec{S}\vec{n}] \wedge d\vec{n} = \frac{1}{n^3} \left(dS^1 \wedge dn^2 - dS^2 \wedge dn^1 - \frac{S^3}{n^3} dn^1 \wedge dn^2 \right).$$

Это выражение определяет 4×4 -матрицу, обратную к матрице скобок. Находя матрицу скобок, получаем ненулевые скобки

$$\{S_2^1, S_2^2\} = -S^3, \quad \{S^1, n^2\} = -n^3, \quad \{S^2, n^1\} = n^3. \quad (55)$$

Зная эти скобки, нетрудно вычислить скобки зависимых переменных S^3 и n^3 . В итоге имеем

$$\{S^a, S^b\} = -\epsilon_{abc}S^c; \quad \{S^a, n^b\} = -\epsilon_{abc}n^c$$

с дополнительными условиями (50).

Для перехода к квантовой системе заменим переменные $p, z, \vec{s}, \vec{n}$ на операторы $\hat{p}, \hat{z}, \hat{\vec{S}}, \hat{\vec{n}}$, а скобки в (54), (55) на коммутаторы $\{, \} \rightarrow -i[,]$. Условие (50) сохраняется для операторов. Квантовая система пуанкаре-инвариантна, так как ее операторы импульса и момента, построенные из классических выражений указанной выше заменой, имеют коммутационные соотношения группы Пуанкаре.

Физические состояния подчиняются условию

$$\hat{\varphi}_3 \psi \equiv \left(\hat{\vec{S}}^2 - F(\hat{p}^2) \right) \psi = 0,$$

где функция F дается выражением (17).

Выбирая представление, где $\hat{p}$ и $\hat{\vec{n}}$ диагональны, получаем для физических состояний

$$\psi_{\vec{k} S S^3}(p, \vec{n}) = c \delta(\vec{p} - \vec{k}) \delta(p^0 \pm \sqrt{\vec{k}^2 + m^2}) Y_{S^3}^S(\vec{n}),$$

где $Y_{S^3}^S(\vec{n})$ — сферическая функция спина S и его проекции S^3 , а масса и спин связаны соотношением $S(S+1) = F(m^2)$, где функция F дана в (17) и S принимает неотрицательные целочисленные значения.

5. ОБОБЩЕНИЕ

Модель может быть без труда обобщена на случай лагранжиана, равного сумме лагранжианов (10) с разными γ :

$$L = L_{\gamma_1} + L_{\gamma_2},$$

где через L_γ обозначен лагранжиан (10) с константой $b \equiv b_\gamma$. В этом случае связи (15) не изменяются, а связь (16) имеет более сложный вид:

$$p^2 = 4d^2 \left(\sum_{i=1,2} b_{\gamma_i} (1 - \gamma_i) d^{-2\gamma_i} \right)^2, \quad S^2 = d^4 \left(\sum_{i=1,2} b_{\gamma_i} (1 - 2\gamma_i) d^{-2\gamma_i} \right)^2, \quad (56)$$

где параметр d есть половина длины струны (12). Он равен Ω^{-1} , где Ω — частота вращения струны в с.ц.м. относительно лабораторного времени:

$$\Omega = (S/m)/(dS^2/dp^2) = dm/dS = d^{-1}.$$

Например, в простом случае $\gamma_1 = 0$ и $\gamma_2 = -1$ получаем $S \sim m^2$ при малых m^2 и $S^2 \sim (m^2)^{2/3}$ при больших.

Заметим, что при $\gamma = 1/4$ лагранжиан (2), (7), (8) упрощается и не зависит от f . Если при этом интегрировать по df в произвольных пределах, опустить множитель $f(\sigma_2, \tau) - f(\sigma_1, \tau)$ и домножить лагранжиан на $(-q^2)^{-1/2}$, то мы придем к новой модели, не входящей в класс (10), лагранжиан которой имеет вид

$$L = -h [(\dot{x}_q \dot{q}_q)^2 - \dot{x}_q^2 \dot{q}_q^2 / (-q^2)]^{1/4}.$$

Эта система отличается от рассмотренных лишь видом функции (17), которая здесь имеет вид

$$F(p^2) = (4h^2)^2 / p^2.$$

Таким образом, здесь спин убывает с ростом массы:

$$S = 4h^2/m. \quad (57)$$

Наконец, аналогичным образом решается задача с общим лагранжианом

$$\mathcal{L} = F(R/2) \sqrt{-g}, \quad (58)$$

где $F(x)$ — произвольная функция, такая что интеграл действия с лагранжианом (57) существует.

В прямолинейном приближении (6) после интегрирования по $d\sigma$ получаем вместо (11):

$$L = (-\dot{n}^2)^{1/2} G(d),$$

$$G(d) = d^2 \int_0^1 F((da)^{-2}) (a/(1-a))^{1/2} da,$$

где d — половина длины струны (12) и интеграл по предположению существует.

Решение этой задачи отличается от рассмотренных выше лишь видом связи массы и спина, которая для лагранжиана (58) дается выражениями

$$m = |G'|, \quad S = |G - dG'|,$$

где штрих обозначает производную по d . Соотношение (56) по-прежнему выполняется.

6. ОБСУЖДЕНИЕ

Таким образом, в релятивистских квантовых моделях, вообще говоря, возможен любой рост реджевских траекторий. В рассмотренных моделях, имеющих струнную природу, этот рост ограничен степенью $3/2$. Линейный рост связан со специфической динамикой кваркового взаимодействия. Поэтому экспериментальное определение реджевских траекторий при больших m^2 представляет значительный интерес.

Предложенные модели могут быть полезными для феноменологии реджевских траекторий и распределения спина внутри адронов.

С теоретической точки зрения предложенный класс моделей является полезной лабораторией для исследования вопросов квантования.

Автор благодарен А.В.Разумову за ценное замечание.

Список литературы

- [1] Дирак П. Лекции по квантовой механике. М.: Мир, 1968.
- [2] Разумов А.В., Соловьев Л.Д. Препринты ИФВЭ 86-212, 86-213, 86-214. Серпухов, 1986.
- [3] Razumov A. V. Preprint IHEP 84-86. Serpukhov, 1984.
- [4] Бородулин В.И., Зорин О.Л. и др. // ТМФ. 1985. Т. 65. № 1. С. 119–140.

Институт физики высоких энергий

Поступила в редакцию
2.III.1995 г.

L. D. Soloviev

GROWING REGGE TRAJECTORIES IN RELATIVISTIC STRING MODELS

It is shown that in a relativistic quantum model Regge trajectories can increase faster than linearly, depending on a parameter. The model is a straight-line string with the Lagrangian depending on a power of the curvature of the string world surface. Exactly solvable generalizations of the model are considered.