

**СТРУНА РЕЛЯТИВИСТСКАЯ** — теоретич. одномерно-протяжённый релятивистский объект, функционал действия к-рого пропорционален площади мировой поверхности, заمتаемой им при движении в пространстве-времени. Введение такого объекта [1—3] первоначально было продиктовано изучением строения адронов и механизма их взаимодействия (см. *Струнные модели адронов*). Й. Намбу (Y. Nambu, 1970) и Т. Гото (T. Goto, 1971) показали, что С. р. является динамич. основой дуально-резонансных моделей в адронной физике [3—5] (см. *Дуальность*).

С. р. бывает бозонного и фермионного типов. Действие бозонной струны определяется следующим образом. Если  $x^\mu(\tau, \sigma)$ ,  $\mu=0, 1, 2, \dots, D-1$ , — параметрически заданные координаты мировой поверхности, заمتаемой струной в плоском  $D$ -мерном пространстве-времени с сигнатурой метрики  $(+, -, -, \dots)$ , то действие струны

$$S = -T \int_0^\pi d\sigma \int_0^1 d\tau \sqrt{(\dot{x}x)^2 - \dot{x}^2 x'^2}. \quad (*)$$

Здесь  $\dot{x} = \partial x / \partial \tau \equiv \partial_\tau x$ ,  $x' = \partial x / \partial \sigma \equiv \partial_\sigma x$ ,  $T$  — константа (натяжение струны), имеющая размерность квадрата массы  $[M^2]$  (в системе единиц, в к-рой  $c = \hbar = 1$ ); параметр  $\sigma$  нумерует точки вдоль струны  $0 \leq \sigma \leq \pi$ ,  $x^2 < 0$ , а  $\tau$  — собств. время отд. точек струны,  $\dot{x}^2 > 0$ . Натяжение струны  $T$  задаёт характерную её длину,  $L \sim T^{-1/2}$ , а также масштаб спектра масс (собств. энергии) струны,  $M^2 \sim T$ . В адронной физике  $T^{-1} = 2\pi\alpha'$ , где  $\alpha'$  — универсальный наклон реджевских траекторий,  $\alpha' \sim 1 \text{ ГэВ}^{-2}$  (см. *Редже полюсов метод*). В этом случае  $L \sim 10^{-13}$  см. Действие (\*) является прямым обобщением на одномерно-протяжённый объект действия для точечной частицы, к-рое пропорционально длине *мировой линии* частицы в пространстве Минковского. Струна может быть открытой, со свободными концами, или замкнутой. В первом случае натяжение на концах струны должно исчезать:  $x'_\mu(\tau, 0) = x'_\mu(\tau, \pi) = 0$ . Во втором случае координаты струны должны быть периодич. функциями переменной  $\sigma$ :  $x_\mu(\tau, \sigma) = x_\mu(\tau, \sigma + \pi)$ . Рассмотрение процессов рассеяния открытых бозонных струн, динамика к-рых определяется экстремумом действия (\*), позволяет воспроизвести дуальную амплитуду Венециано (G. Veneziano, 1968), динамика замкнутых бозонных струн приводит к дуальной амплитуде Шапиро — Вирасоро [3] (J. Schapiro, M. Virasoro, 1969). Квантовая теория простейшей бозонной струны (открытой или замкнутой) может быть построена стандартными методами только в том случае, если размерность пространства-времени  $D$  равна 26. При этом осн. состояние струны оказывается тахионом, т. е. состоянием с отрицательным квадратом массы:  $M_0^2 = -(\alpha')^{-1}$ .

Помимо простейшей бозонной струны с действием (\*) рассматриваются также спиновые, или фермионные, струны и *суперструны*. Эти струны обладают дополнит. фермионными степенями свободы, к-рые описывают распределённый вдоль струны спин. Фермионные струны были введены как динамика основа дуально-резонансных моделей Невё — Шварца (A. Neveu, J. H. Schwarz, 1971) и Рамона (P. Ramond, 1971). Квантовая теория спиновых струн строится в 10-мерном пространстве-времени. Осн. состояние дуальной струны Невё — Шварца также тахионное. В спектре дуальной струны Рамона нет тахионных состояний, осн. состояние здесь безмассовое.

Делаются попытки создать на основе С. р. теорию, объединяющую все фундам. взаимодействия: сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное [2, 6, 7]. Для этой цели вводят в рассмотрение суперструны с линейными размерами порядка *планковской длины* ( $R_{pl} \sim 10^{-33}$  см). Суперструна является определ. модификацией спиновой С. р. Число фермионных степеней свободы в суперструне равно числу бозонных степеней свободы (обычных координат струны), что и обеспечивает *суперсимметрию* в данной модели. Квантовая теория суперструны строится в 10-мерном пространстве-времени. Благодаря суперсимметрии в её спектре нет тахионных состояний. Осн. состояние суперструны образует безмассовый супермультиплет,

к-рый должен содержать все элементарные частицы, наблюдаемые экспериментально. Масштабом шкалы масс служит натяжение суперструны,  $\sqrt{T} \sim 10^{19}$  ГэВ. Предполагается, что из-за ряда причин, детальный механизм к-рых ещё не вполне ясен, в теории взаимодействующих суперструн происходит компактификация 6 измерений до планковских размеров. На расстояниях, превышающих  $R_{pl}$ , т. е. при энергиях, значительно меньших  $10^{19}$  ГэВ, теория суперструн переходит в теорию *калибровочного поля* с фиксиров. группой *внутренних симметрий*, т. е. в определ. вариант моделей *великого объединения*. Теория суперструн (в простейшем варианте) допускает группы калибровочных симметрий  $SO(32)$  и  $E_8 \times E_8$ . Кроме этого, для геометрии пространства-времени суперструнный подход даёт эйнштейновскую теорию гравитации (см. *Тяготение*).

Модель С. р. применяется и в космологии. Здесь рассматриваются т. н. космические струны [1, 2]. В процессе расширения Вселенной и понижения её температуры происходят последоват. фазовые переходы, понижающие симметрию соответствующего квантовополевого лагранжиана. Оказывается, что при понижении темп-ры ниже темп-ры фазового перехода фаза с более высокой симметрией не исчезает полностью, а может существовать в виде отд. точек (монополь) или одномерных объектов (космич. струн) или же в форме двумерных «доменных» стенок. Исследования показывают, что именно космич. струны могли генерировать неоднородности в распределении материи в ранней Вселенной, к-рые привели в конечном счёте к образованию галактик (Я. Б. Зельдович, 1980).

*Лит.*: 1) Барбашов Б. М., Нестеренко В. В., Модель релятивистской струны в физике адронов, М., 1987; их же, Introduction to the relativistic string theory, World Scientific, Singapore, 1990; 2) Нестеренко В. В., Релятивистские струны: от мыльных пленок к объединению фундаментальных взаимодействий, «Природа», 1986, № 11, с. 12; 3) Scherk J. H., An introduction to the theory of dual models and strings, «Rev. Mod. Phys.», 1975, v. 47, № 1, p. 123; 4) Шелест В. П., Зиновьев Г. М., Миранский В. А., Модели сильнодействующих элементарных частиц, т. 2 — Дуальные модели, М., 1976; 5) Frampton P. H., Dual resonance models and superstrings, World Scientific, Singapore, 1986; 6) Барбашов Б. М., Нестеренко В. В., Суперструны — новый подход к единой теории фундаментальных взаимодействий, «УФН», 1986, т. 150, в. 4, с. 489; 7) Грин М., Шварц Дж., Виттен Э., Теория суперструн, т. 1, 2, пер. с англ., М., 1990.

Б. М. Барбашов, В. В. Нестеренко.

**СТРУННЫЕ МОДЕЛИ АДРОНОВ** — составные *кварковые модели* адронов, в к-рых кварки внутри адронов считаются связанными посредством релятивистских струн (см. *Струна релятивистская*). С. м. а. находят качественное обоснование в рамках *квантовой хромодинамики*. Весьма вероятно, что при расстояниях между кварками, приближающихся к размеру адронов ( $\sim 10^{-13}$  см), энергетически более выгодными оказываются такие конфигурации глюонных полей, когда поля не заполняют всё пространство (как в электродинамике), а концентрируются вдоль линий, соединяющих кварки. Бесконечно тонкую трубку глюонного поля моделирует релятивистская струна [1, 2].

Энергия релятивистской струны пропорциональна её длине  $L$ , следовательно, квадрат массы струны  $M^2 \sim L^2$ . Угловой момент вращающейся струны, имеющей форму прямолинейного отрезка, пропорционален  $L^2$ . Таким образом, С. м. а. дают линейную зависимость между спином  $J$  адронного состояния и квадратом его массы  $M^2$ , т. е. они приводят к линейным траекториям Редже:  $J \sim \alpha' M^2$ , где  $\alpha' \approx 1 \text{ ГэВ}^{-2}$  — универс. наклон траекторий Редже (см. *Редже полюсов метод*). Релятивистская струна, связывающая кварк и антикварк, генерирует линейно растущий с расстоянием потенциал [3]. Такой потенциал позволяет описать удержание кварков в адронах (см. *Удержание цвета*). Разрыв струн не приводит к появлению свободных кварков, т. к. на вновь образовавшихся концах струны рождается пара кварк-антикварк. В результате кварки снова оказываются связанными.

С. м. а. применяются не только в адронной спектроскопии [4, 5], но и при описании *множественных процессов*,