тенко А. Н., Проникновение поля в плазму, М., 1979; Кингсеп А. С., Чукбар К. В., Яньков В. В., Электронная магнитная гидродинамика, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 16, М., 1987, с. 209; Кочетов А. В., Миронов В. А., Динамика нелинейного просветления плотной плазмы, «Физика плазмы», 1990, т. 16, № 8, с. 948.

*Н. С. Ерохин, К. В. Чукбар.*

**СКИ́РМА МОДЕ́ЛЬ** — теоретич. модель для описания в рамках эффективной нелинейной теории мезонных полей стабильных протяжённых частиц (барионов). Предложена в 1961 Т. Х. Р. Скирмом [1, 2] и относится к нелинейным *сигма-моделям*. С. м. обладает сохраняющимся независимо от ур-ний динамики модели *топологическим зарядом*, к-рый можно интерпретировать как барионное число, и т. н. солитонным механизмом генерации спектра масс (см. *Солитон*). Согласно гипотезе Скирма, барион трактуется как киральный солитон, возникающий в результате коллективного возбуждения пионных полей. Появление таких возбуждений тесно связано с явлением спонтанного нарушения *киральной симметрии* (см. *Спонтанное нарушение симметрии*), подобно тому как включение магн. поля, нарушающего изотропию пространства, приводит к спонтанной намагниченности ферромагнетика.

Осн. объектом С. м. является поле $g(x)$, принимающее значения в многообразии группы $SU(2)$ и параметризуемое изовекторным полем $\varphi^a(x)$ (триплетом пионных полей):

$$g(x)=\exp\{i\tau^a n^a\theta(x)\};\quad n^a=\varphi^a/|\varphi|;\qquad \sin\theta=\pm|\varphi|;\quad a=1,2,3, \tag{1}$$

где $\tau^a$ — *Паули матрицы*, действующие в пространстве изотопич. спина; $\theta(x)$ — т. н. киральный угол; $x=(x^0=t,\ \boldsymbol{x})$. Модели, для к-рых поля принимают значения в нек-ром многообразии компактной группы или однородном пространстве, принято называть киральными. Поля (1), удовлетворяющие естеств. граничным условиям на пространственной бесконечности

$$g(x)\to\boldsymbol{I}(\varphi^a(x)\to 0)\ \text{при}\ |\boldsymbol{x}|\to\infty \tag{2}$$

($\boldsymbol{I}$ — единичная $2\times 2$ матрица) в фиксиров. момент времени $t$, можно рассматривать как отображения $g$ вещественного трёхмерного пространства $\mathbb{R}_3$ или трёхмерной сферы $S_3$ [т. к., в силу(2), $\mathbb{R}_3$ компактифицируется в сферу $S_3$] в группу $SU(2)$ [$g:\mathbb{R}_3\to SU(2)$ или $S_3\to SU(2)$]. По отношению к непрерывной деформации (гомотопии), частным случаем к-рой является временная эволюция полевой системы, такие отображения разбиваются на классы эквивалентности, называемые гомотопическими классами. Каждый гомотопич. класс является элементом гомотопич. группы $\pi_3(SU(2))$ и характеризуется значением гомотопич. инварианта — топологич. заряда $Q$.

Для явного вычисления $Q$ удобно использовать левые киральные токи

$$L_\mu=g^{-1}(x)\frac{\partial g(x)}{\partial x^\mu},\quad \mu=0,1,2,3, \tag{3}$$

со значениями в *Ли алгебре* группы $SU(2)$, в терминах к-рых

$$Q=\int d^3x J^0=-\frac{\varepsilon^{0\nu\lambda\rho}}{48\pi^2}\int d^3x\ \mathrm{Sp}\,(L_\nu[L_\lambda,L_\rho]), \tag{4}$$

где $J^0$ — временна́я компонента топологич. тока $J^\mu$, закон сохранения к-рого $\partial J^\mu/\partial x^\mu=0$ выполняется тождественно без привлечения ур-ний динамики модели, $[L_\mu,\ L_\nu]$ — коммутатор левых киральных токов, $\varepsilon^{\mu\nu\lambda\rho}$ — *Леви-Чивиты символ* (по повторяющемуся индексу предполагается суммирование). Наличие изоморфизма $\pi_3(SU(2))\approx\mathbb{Z}$, где $\mathbb{Z}$ — группа целых чисел, означает, что $Q$ принимает на каждом классе целочисленное значение и имеет смысл степени отображения, т. е. показывает, сколько раз $SU(2)$-многообразие обходится полем $g(x)$ при однократном пробегании точки $\boldsymbol{x}$ по физ.пространству $\mathbb{R}_3$.

Лагранжиан С. м. записывается через токи $L_\mu$ в виде

$$\mathscr{L}=\int d^3x\left\{-\frac{1}{4\lambda^2}\,\mathrm{Sp}\,L_\mu^2+\frac{\varepsilon}{16}\,\mathrm{Sp}\,[L_\mu,L_\nu]^2\right\}, \tag{5}$$

где $\lambda$ и $\varepsilon$ — нек-рые параметры. Первый член в выражении (5) — т. н. киральный лагранжиан Вайнберга, к-рый в «древесном» приближении воспроизводит результаты *алгебры токов* для низкоэнергетич. динамики пионов. Добавление члена 4-го порядка по $L_\mu$ (скирмовского члена) обеспечивает существование стабильных солитонных решений вследствие наличия для функционала энергии $\mathscr{E}[\varphi]$ С. м. оценки снизу через топологич. заряд (4):

$$\mathscr{E}>6\sqrt{2}\,\pi^2\frac{\varepsilon}{\lambda}|Q|. \tag{6}$$

Ур-ния движения для С. м.

$$\partial_\mu\left(L^\mu-\frac{\varepsilon^2\lambda^2}{2}[L_\nu,[L^\mu,L^\nu]]\right)=0 \tag{7}$$

имеют вид локального закона сохранения величины типа изоспина. Отыскание структуры решений ур-ния (7) основывается на свойствах симметрии лагранжиана (5) и соответствующего функционала энергии $\mathscr{E}[\varphi]$. Выражение (5) инвариантно относительно преобразований из киральной группы $SU(2)_L\times SU(2)_R$, к-рые следующим образом действуют на поля $g(x)$: $g\to g'=ugv^{-1}$, где $u$ и $v$ — произвольные матрицы соответственно из $SU(2)_L$ и $SU(2)_R$ (индексы $L$ и $R$ помечают подгруппы соответственно левых и правых вращений). Но вакуумное состояние $g_0=\boldsymbol{I}$ (т. е. $\varphi^a=0$) такой инвариантностью не обладает до тех пор, пока $u\neq v$. Это означает, что С. м. принадлежит к классу нелинейных $\sigma$-моделей со спонтанно нарушенной киральной симметрией. Из-за неинвариантности вакуума внутр. симметрия конфигурац. пространства С. м. $SU(2)_L\times\times SU(2)_R$ нарушается до подгруппы $\mathrm{diag}[SU(2)_L\times\times SU(2)_R]\approx SU(2)_I\approx SO(3)_I\times\mathbb{Z}_2$, т. е. до группы изотопич. вращений. Поскольку нетривиальных $SO(3)_I$-инвариантных полей не существует, то изотопич. вращения объединяются с пространственными и в качестве группы инвариантности функционала $\mathscr{E}[\varphi]$ рассматривается группа

$$G_1=\mathrm{diag}[SO(3)_I\times SO(3)_S], \tag{8}$$

где $SO(3)_S$ — группа пространственных вращений. Класс инвариантных относительно (8) сферически-симметричных полей задаётся ф-лой

$$g(r)=\exp\{i\tau^a x^a\theta(r)/r\};\quad r=|\boldsymbol{x}|, \tag{9}$$

предложенной Скирмом [1]. В честь автора модели решение (9) с топологич. зарядом $Q=1$ получило в литературе назв. скирмион. Энергия (масса) скирмиона записывается в виде

$$\mathscr{E}=\frac{4\pi\varepsilon}{\lambda}\int_0^\infty dx\left\{\left(\frac{d\theta}{dx}\right)^2\left(\frac{x^2}{2}+2\sin^2\theta\right)+\sin^2\theta+\frac{\sin^4\theta}{x^2}\right\}, \tag{10}$$

где положено $r=\varepsilon\lambda x$, ф-ция $\theta(x)$ подчинена граничным условиям: $\theta(0)=\pi$; $\theta(\infty)=0$. В силу неравенства (6) скирмион устойчив и, более того, реализует абс. минимум энергии для полей с $|Q|=1$, т. е. является осн. состоянием с наим. массой среди изовекторных полей с нетривиальным топологич. зарядом [3].

Все перечисленные выше свойства и дают основания для рассмотрения скирмиона как простейшей модели бариона. Для полей с топологич. зарядами $|Q|\geqslant 2$ группой инвариантности функционала энергии является

$$G_2=\mathrm{diag}[SO(2)_I\times SO(2)_S], \tag{11}$$