

МАГНИТНЫЙ МОНОПОЛЬ — гипотетич. частица, обладающая положит. или отрицат. «магн. зарядом» — точечным источником радиального магн. поля. М. м. можно представлять как отдельно взятый полюс длинного и тонкого пост. магнита. Магн. заряд определяет напряжённость магн. поля совершенно так же, как электрич. заряд определяет напряжённость электрич. поля.

С созданием физики как науки, основанной на опыте, утвердилось мнение, что электрич. и магн. свойства тел существенно различаются. Это мнение было чётко выражено У. Гильбертом (W. Gilbert, 1600). Установленное Ш. Кулоном (Ch. Coulomb) тождество законов притяжения и отталкивания для электрич. зарядов и магн. зарядов — полюсов магнитов (см. *Кулона закон*) вновь подняло вопрос о сходстве электрич. и магн. сил, однако к кон. 18 в. (в первую очередь благодаря опытам Кулона) было выяснено, что в лаб. условиях невозможно создать тело с ненулевым полным магн. зарядом. Понятие о «магнитно заряженной субстанции» было надолго изгнано из физики после работы А. Ампера (A. Ampère, 1820), в к-рой было доказано, что контур с электрич. током создаёт такое же магн. поле, как магн. диполь. Открытие Дж. К. Максвеллом (J. C. Maxwell) ур-ний для эл.-магн. поля (см. *Максвелла уравнения*), в особенности введение тока смещения, выявило симметрию относительно замены $E \rightarrow B, B \rightarrow E$ (E, B — векторы напряжённости электрич. поля и магн. индукции). [В действительности, это частный случай более общей «дуальной симметрии», $E + iB \rightarrow (E + iB)\exp(i\alpha)$ при произвольном α .] Эта симметрия, однако, нарушается в присутствии матер. тел, т. к. свободных магн. зарядов в природе не обнаружено.

Классич. электродинамика не противоречит возможности существования магн. зарядов. Однако, в отличие от поля электрич. зарядов и токов, поле, создаваемое магн. зарядами, не может быть описано с помощью вектор-потенциала A_μ ($\mu=0, 1, 2, 3$) непрерывного во всём пространстве. Поэтому при наличии магн. зарядов ур-ния движения заряж. частиц не выводятся из вариационного *наименьшего действия принципа*. В классич. электродинамике это не приводит к принципиальным трудностям (хотя и делает теорию несколько менее красивой), но квантовую динамику невозможно сформулировать вне рамок *гамильтонова формализма* или *лагранжева формализма*, основанных на вариационном принципе.

П. А. М. Дирак (P. A. M. Dirac, 1931) создал квантовую теорию взаимодействия электрич. заряда e с магн. зарядом g , к-рая применима при условии: $eg/2\pi^2 c = n$, где n — целое число. Т. о., магн. заряд частицы должен быть кратен элементарному магн. заряду $g_0 = 2\pi\hbar c/e$, где e — элементарный электрич. заряд. Примечательно обратное утверждение: существование магн. заряда не противоречит стандартной квантовой механике только в том случае, если электрич. заряды всех частиц квантуются. (Т. о., существование М. м. объяснило бы наблюдаемую на опыте кратность электрич. зарядов частиц величине e .) Условие квантования Дирака обобщается на взаимодействие двух частиц, каждая из к-рых обладает как электрич., так и магн. зарядом (т. н. *дионы*): $(e_1g_1 - e_2g_2)/2\pi\hbar c = n$. (В используемой системе единиц e и g имеют одинаковую размерность, причём заряд e фиксирован соотношением $e^2/4\pi\hbar c \approx 1/137$.) В релятивистском приближении сила, действующая на дион 1 с координатами r и скоростью v со стороны диона 2, закреплённого в начале координат, равна:

$$F = \{(e_1e_2 + g_1g_2) r + (e_1g_2 - e_2g_1) c^{-1} [vr]\}/4\pi r^3.$$

Отметим, что входящие в эту ф-лу комбинации зарядов инвариантны относительно дуального преобразования.

Условие квантования Дирака выводится из след. соображений. Поле, создаваемое М. м., может быть описано вектор-потенциалом A_μ , если допустить существование скачка A_μ на нек-рой (произвольной) поверхности S , проходящей через М. м. и делящей пространство на две связанные части [Бу (Бу Цзявсю) и Янг (Ян Чжэньин), 1976]. При этом напряжённость поля непрерывна на поверхности S всюду, кроме точки расположения М. м., а сама поверхность может быть произвольным образом деформирована с помощью *калибровочных преобразований*. Циркуляция скачка A_μ по любому контуру, лежащему на S и охватывающему М. м., равна магн. потоку, исходящему из М. м., т. е. (согласно теореме Гаусса) заряду g . Контурный интеграл от 4-вектора A_μ даёт вклад в фазу φ волновой ф-ции электрически заряж. частицы, и скачок φ , соответствующий скачку A_μ на поверхности S , равен

$\Delta\varphi = eg/\hbar c$. При выполнении условия Дирака $\Delta\varphi = 2\pi n$, так что волновая ф-ция непрерывна во всём пространстве. К тому же скачок A_μ не даёт вклада в напряжённость магн. поля, к-рая определяется законом Кулона, поэтому поверхность S ненаблюдаема. В качестве этой поверхности можно выбрать уходящий на бесконечность конус, в вершине к-рого находится М. м., а угол при вершине сколь угодно мал («струна», или «нить», Дирака).

Можно показать, что эффект М. м. сводится к замене $l(l+1)$ на $l(l+1) - 1/4n^2$ (n — целое число в условии Дирака) в центробежном потенциале радиального ур-ния Шрёдингера (И. Е. Тамм, 1931), при этом орбит. угловой момент l может принимать значения $1/2|n|, 1/2|n| + 1, \dots$. Заметим, что при нечётном n система из двух бесспиновых частиц благодаря ненулевой дивергенции магн. поля обладает полуцелым угловым моментом. Т. о., из двух бозонов с ненулевыми полными электрич. и магн. зарядами образуется дион, подчиняющийся статистике Ферми — Дирака. Аналогично связанное состояние бозона и фермиона может быть бозоном.

В 1974 А. М. Поляков и Г.т Хоофт (G. 't Hooft) обнаружили, что существование М. м. не только возможно, но и обязательно в полевых теориях определённого класса. В моделях *великого объединения*, рассматривающих симметрию относительно фазовых преобразований волновых ф-ций заряж. частиц как составную часть более широкой неабелевой калибровочной симметрии (см. *Калибровочная инвариантность*), эл.-магн. поле связано с мультиплетом заряж. *калибровочных полей* X с массами $M_X \sim 10^{14}$ ГэВ/ c^2 (эти массы возникают при *спонтанном нарушении симметрии*). Для нек-рых калибровочных групп симметрии существуют устойчивые конфигурации полей X , локализованные в области размером $< \hbar/M_X c$ и создающие вне этой области сферически симметричное магн. поле. Существование таких конфигураций зависит от топол. свойств калибровочной группы, точнее, от того, каким образом в неё вложена подгруппа симметрии, сохранившейся после спонтанного нарушения. Стабильность этих М. м. определяется особым поведением полей на больших расстояниях от центра. Масса М. м. M_m может быть вычислена, она зависит от конкретной полевой модели, однако во всяком случае должна быть большой, $M_m \gg M_X$ (по оценке, для широкого класса моделей $M_m \sim 10^{16}$ ГэВ/ $c^2 \sim 10^{-8}$ г). Эти М. м. могли бы рождаться в горячей Вселенной вскоре после Большого Взрыва при фазовом переходе, связанном со спонтанным нарушением симметрии и возникновением отличных от нуля однородных скалярных полей в вакууме. Кол-во рождающихся М. м. определяется процессом развития Вселенной на ранней стадии, поэтому по их отсутствию в наст. время можно судить об этом процессе. Одно из объяснений того, что релик-