

Co komu po monopolach?

Dr Kazimierz RZAŻEWSKI, doc. dr Michał ŚWIĘCKI

Ładunek magnetyczny — pojęcie pomocnicze wprowadzone w magnetostatyce w analogii do ładunku elektrycznego w elektrostatyce. W odróżnieniu od ładunku elektrycznego, ładunek magnetyczny w rzeczywistości nie istnieje...
Encyklopedia Fizyki Tom 2, Warszawa PWN 1973

A jednak wielu fizyków wciąż spekuluje na temat: co by było, gdyby ładunki magnetyczne istniały. Dlaczego fizykom zależy na monopolach magnetycznych? Od czasu sformułowania przez J. C. Maxwella równań pola magnetycznego wskazywano na zagadkową różnicę między polem elektrycznym (E), a polem magnetycznym (B). Podczas gdy linie sił pola elektrycznego zaczynają się i kończą na ładunkach lub w nieskończoności, linie sił pola magnetycznego są zawsze zamknięte. Zgodnie z tzw. prawem Gaussa, całkowity strumień pola elektrycznego przez powierzchnię zamkniętą równa się zawartemu wewnątrz ładunkowi. Natomiast całkowity strumień pola magnetycznego przez zamkniętą powierzchnię jest równy zeru. A fizycy tak lubią symetrię! Więc może są gdzieś ładunki magnetyczne i istnieją punkty, w których mogłyby się kończyć linie sił pola magnetycznego? Wiemy dobrze jak wygląda siła Coulomba oddziaływania dwóch punktowych ładunków elektrycznych.

A gdyby istniały w przyrodzie cząstki obdarzone zarówno ładunkiem elektrycznym (e), jak i ładunkiem magnetycznym (g)? Jak wyglądałaby siła ich wzajemnego oddziaływania? Przede wszystkim centralna (a więc proporcjonalna do wektora r) siła Coulomba byłaby sumą oddziaływania elektrycznego i magnetycznego

$$e_1 \xrightarrow{r} e_2 \rightarrow \vec{F}_c$$

$$F_c = \frac{e_1 e_2}{r^2} \cdot \frac{r}{r}$$

Fizycy lubią nadawać nazwy wszelkim cząstkom, nawet takim, których istnienie nie zostało potwierdzone przez doświadczenie. J. Schwinger zaproponował nazwę „dyon” dla cząstki obdarzonej obu rodzajami ładunku.

$$(1) \quad F_c = F_{ce} + F_{cg} = \frac{e_1 e_2 + g_1 g_2}{r^2} \cdot \frac{r}{r},$$

ale to nie wszystko. Przecież pierwszy z dyonów wytwarza także pole magnetyczne. Zatem jeśli cząstki poruszają się względem siebie, to działa dodatkowo siła Lorentza. Podobną, choć o przeciwnym zwrocie siłę wywiera pole elektryczne na poruszający się ładunek magnetyczny. Dla dyonu otrzymujemy w tym przypadku

$$(2) \quad F_L = F_{Le} + F_{Lg} = (e_1 g_2 - e_2 g_1) \frac{(v_2 - v_1) \times r}{cr^3},$$

gdzie v_1 i v_2 oznaczają odpowiednio wektory prędkości pierwszego i drugiego ładunku, a c — jest prędkością światła.

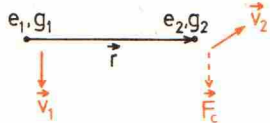
Pojawienie się niecentralnej, zależnej od prędkości, siły oddziaływania między dyonami odróżnia zachowanie się układu cząstek o obu ładunkach od zachowania się zwykłych cząstek obdarzonych jedynie ładunkiem elektrycznym. Ale tu uważny Czytelnik może spytać: Czy rzeczywiście tak łatwo dostrzec ładunki magnetyczne? Załóżmy przez moment, że wszystkie naładowane elektrycznie cząstki elementarne mają prócz ładunku elektrycznego także ładunek magnetyczny

o takiej własności, że stosunek $\frac{e}{g}$ jest fundamentalną, uniwersalną stałą. Wówczas wszystkie

siły Lorentza (2) znikają. Więcej, można wówczas łatwo udowodnić, że przez odpowiednie przedefiniowanie pola elektrycznego i magnetycznego można się całkowicie wyzволić od ładunków magnetycznych. Zatem powiedzieć, że nie ma ładunków magnetycznych, to tyle, co powiedzieć, że występują one zawsze w stałej proporcji wraz z ładunkiem elektrycznym. Nasz punkt wyjścia, argument o symetrii między elektrycznością a magnetyzmem nie jest więc zbyt mocny. Wkrótce podamy lepszy argument na rzecz monopolii. Na razie załóżmy, że mamy dwa dyony, dla których

$$\frac{e_1}{g_1} \neq \frac{e_2}{g_2}.$$

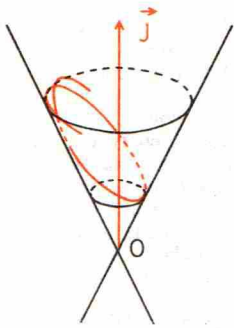
Zagadnienie ruchu dwóch ciał oddziałujących między sobą siłą Coulomba odegrało doniosłą rolę w rozwoju fizyki. Przypomnijmy, że rozwiązanie równania ruchu dla tego problemu pozwoliło Newtonowi uzasadnić odkryte na drodze obserwacji astronomicznych tzw. prawa Keplera, a na początku naszego stulecia przyjęcie dla tego ruchu tzw. postulatów kwantowania przez N. Bohra pozwoliło wyjaśnić najważniejsze własności widma promieniowania elektromagnetycznego atomu wodoru.



Siła Lorentza działająca na ładunek elektryczny e

$$F_L = eE + \frac{e}{c} v \times B$$

Dla dyonu wzór ten trzeba zmodyfikować, podobnie jak siła Coulomba została zmodyfikowana we wzorze (1).



Komitet Główny Olimpiady Fizycznej wolał uniknąć mówienia o monopolach i w tekście zadania występuje biegun długiego magnesu!

Gdyby dyony istniały podobnie fundamentalną rolę odgrywałaby znajomość ruchu dyonium, czyli układu dwóch dyonów. Wymienimy kilka prostych własności tego ruchu: Moment pędu dwu dyonów w układzie środka masy $L = m\mathbf{r} \times \mathbf{v}$ nie jest stałą ruchu. Jest jednak wektorowa stała ruchu podobna do L , którą odkrył Poincaré jeszcze w 1896 roku:

$$(3) \quad \mathbf{J} = m\mathbf{r} \times \mathbf{v} - \frac{(e_1 g_2 - e_2 g_1)}{r} \cdot \mathbf{r};$$

m w tym wzorze oznacza tzw. masę zredukowaną: $\frac{1}{m} = \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}$, a \mathbf{v} jest wektorem prędkości względnej.

Dokładniejsze rozważania pozwalają wykryć, że dodatkowy człon we wzorze (3) to moment pędu pola elektromagnetycznego wytworzonego przez układ dwóch cząstek. Jest to piękne przypomnienie fizyczności pola. W zwykłym problemie Coulomba mamy oddzielnie zachowane obie części momentu pędu: mechanicznego i polowego. Łatwo o tej drugiej części zapomnieć.

Zatem \mathbf{J} dane wzorem (3) jest po prostu całkowitym momentem pędu. Ponieważ iloczyn skalarny

$$\mathbf{J} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r} = - \frac{(e_1 g_2 - e_2 g_1)}{c}$$

jest w czasie ruchu wielkością stałą, więc kąt jaki tworzy wektor cząstki z kierunkiem wektora \mathbf{J} nie zmienia się w czasie ruchu. Miejsce geometryczne takich punktów, których wektory wodzące pozostają pod stałym kątem do pewnego kierunku tworzy powierzchnię stożka. Trajektoria dyonium leży więc na stożku (Stożek ten przechodzi w płaszczyznę gdy $e_1 g_2 - e_2 g_1 = 0$). Zamiast keplerowskich elips dla ruchu dyonium otrzymujemy rozetki jak na rysunku. W pewnym szczególnym przypadku może także wystąpić ruch po okręgu. Przypadek ten był dyskutowany w zadaniu z jednej z ostatnich Olimpiad Fizycznych i proponujemy jego samodzielnie analizę Czytelnikowi.

Czy pamiętamy, że zgodnie z mechaniką kwantową rzut wektora momentu pędu na pewien kierunek nie może być wielkością dowolną? Taki rzut jest skwantowany, może być jedynie całkowitą wielokrotnością stałej Plancka \hbar podzielonej przez 2π , oznaczanej też symbolem \hbar . Jeśli zasadę kwantowania momentu pędu można rozciągnąć na dyony, to wynika z niej, że

$$(4) \quad J_r = \mathbf{J} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r} = - \frac{(e_1 g_2 - e_2 g_1)}{c} = n\hbar,$$

gdzie n jest liczbą naturalną lub też

$$(5) \quad - \frac{(e_1 g_2 - e_2 g_1)}{c} = \frac{1}{2} n\hbar,$$

jeśli przyjąć, że J_r może się zachowywać jak spinowy moment pędu np. elektronu, który może przyjmować wartości połowkowe. W postaci (5) wyprowadził zasadę kwantowania ładunku J. Schwinger. Wiele lat wcześniej, w 1931 roku P.A.M. Dirac na całkowicie odmiennym drodze argumentował, że dla każdej cząstki o obu ładunkach powinno być

$$(6) \quad \frac{e \cdot g}{c} = n\hbar,$$

Ten właśnie wzór wywołał pewne zainteresowanie ładunkiem magnetycznym w czasach nam współczesnych. W uznaniu zasług Diraca mówi się nawet często o monopole Diraca. Dlaczego wzór (6) jest tak ważny?

Wiemy, że ładunek elektryczny występuje w przyrodzie jedynie w wielokrotnościach ładunku elementarnego e_0 . Wzór (6) nakłada zatem warunek na możliwy ładunek magnetyczny towarzyszący elementarnemu ładunkowi elektrycznemu. Elementarny ładunek magnetyczny byłby więc równy

$$(7) \quad g_0 = \frac{\hbar c}{e_0}.$$

Jak wiemy zwykle oddziaływania elektromagnetyczne są stosunkowo słabe, ponieważ bezwymiarowa stała α , tak zwana stała struktury subtelnej, równa się

$$(8) \quad \alpha = \frac{e_0^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}.$$

Podobna stała dla oddziaływania monopolu magnetycznych wynosi

$$(9) \quad \beta = \frac{g_0^2}{\hbar c} \approx 137.$$

jak wynika z wzoru (7). Tu kryje się cała asymetria między ładunkami, mówią zwolennicy monopolu. Siła przyciągania dwóch elementarnych monopolu jest przecież ponad 10 000 razy większa niż siła przyciągania elementarnych ładunków.

Zastanówmy się teraz, jakie konsekwencje dla oddziaływań między cząstkami elementarnymi mogłoby mieć istnienie cząstek obdarzonych ładunkiem monopolowym. Czy ewentualne odkrycie takich cząstek mogłoby nam pomóc w zrozumieniu mikroświata i rządzących nim praw? Przypomnijmy, że istnieje w świecie cząstek elementarnych pewien bardzo ważny rodzaj sił, które są odpowiedzialne za wiązania protonów i neutronów w jądra atomowe, a także rządzą oddziaływaniami między większością spośród kilkuset znanych dotychczas cząstek. Obecność tych oddziaływań, zwanych silnymi, od przeszło dwudziestu już lat spędza sen z powiek fizykom. Nasze zrozumienie istoty oddziaływań silnych jest jeszcze bowiem wciąż bardzo fragmentaryczne. W bardzo dużym uproszczeniu podstawowy problem

$$e_0 = 1,60218(92 \pm 46) \cdot 10^{-19} \text{C}.$$



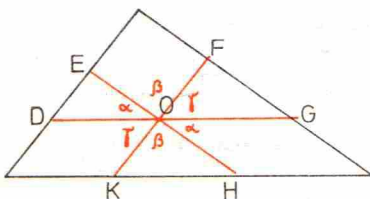
Rozwiązanie zadania M75.

Mamy (patrz rysunek)

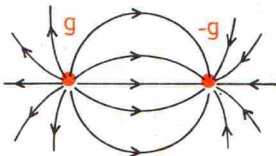
$$T = \frac{1}{2} DO \cdot EO \cdot \sin \alpha + \frac{1}{2} KO \cdot HO \sin \beta$$

$$\frac{1}{2} GO \cdot FO \sin \gamma$$

Iloczyn pól równoległoboków wynosi $DO \cdot KO \cdot \sin \gamma + HO \cdot GO \sin \alpha + EO \cdot FO \cdot \sin \beta$ czyli 8T.



sprowadza się do tego, że protony, neutrony i wiele innych cząstek zwanych hadronami (jak powiedzieliśmy znamy już kilkaset hadronów) wydają się być zbudowane z trzech lub czterech podstawowych cząstek nazwanych kwarkami. W każdym razie taki obraz struktury wewnętrznej hadronów zdają się sugerować tysiące przeprowadzonych dotąd doświadczeń. Nie ma wśród nich jednak najważniejszego doświadczenia, jakim byłoby zaobserwowanie swobodnego kwarku. Nawet bombardowanie protonów cząstkami o gigantycznych energiach nie doprowadziło do rozbicia struktury wewnętrznej na oddzielne kwarki. Atomy składają się z jąder i elektronów, jądra atomowe z protonów i neutronów i tory tych cząstek (z wyjątkiem neutralnego elektrycznie neutronu) obserwujemy w naszych doświadczeniach. A kwarków wciąż nie ma. Czyżby istniały one wyłącznie wewnątrz hadronów? Jeśli tak, to jaka siła wiąże je w struktury, których nie można rozbić? Otóż okazuje się, że gdyby kwarki miały niezerowy ładunek monopolowy, mogłyby być to zwykła siła przyciągania elektromagnetycznego.



Jak widzieliśmy poprawność teorii wymaga, żeby ładunek monopolowy był ogromny, dziesięć razy większy niż odpowiednia stała oddziaływania między protonami i neutronami w jądrze atomowym. Tak więc na rozerwanie dipola magnetycznego (patrz rysunek) trzeba by wykonać pracę znacznie większą niż praca wykonywana przy rozbiciu jądra. Energia „jonizacji” takiego dipola byłaby ogromna. A co ze stosunkowo małą w tej skali energią oddziaływania protonów z neutronami. Otóż w opisywanej sytuacji hadrony byłyby właśnie dipolami, a czasem tripolami magnetycznymi z sumarycznym ładunkiem monopolowym równym zero. Już z praw fizyki klasycznej (niekwantowej) wynika, że na odległościach dużych w porównaniu z rozmiarami dipoli działałaby na nie znacznie mniejsza siła, podobnie jak to ma miejsce dla dwóch dipoli elektrycznych. W mniejszych odległościach, na których widać już oddzielne dyony siła znacznie szybko rośnie. W ten sposób moglibyśmy wytłumaczyć bardzo ważną własność sił jądrowych, a mianowicie wyjątkowo krótki zasięg ich działania. Mówiąc o oddziaływaniach dwóch dipoli magnetycznych posługiwaliśmy się elektrodynamiką klasyczną. Tymczasem przy tak silnych oddziaływaniach i małych odległościach świat przestaje być klasyczny i właściwym językiem do opisu powinna być elektrodynamika kwantowa. Jednak nawet wtedy jakościowe cechy opisanego obrazu oddziaływania nie zmieniają się. Dobrą analogią może być tu zagadnienie oddziaływań międzycząsteczkowych, którego nie da się rozwiązać bez pomocy równań fizyki kwantowej. Obojętne elektrycznie cząsteczki chemiczne przyciągają się stosunkowo słabymi i krótkozasięgowymi siłami, chociaż elektrony i jądra oddziałują między sobą siłami silniejszymi o zasięgu nieskończonym. Niestety konieczność stosowania metod fizyki kwantowej do opisu oddziaływania dużych ładunków bardzo utrudnia praktycznie wszystkie obliczenia. Sprowadzenie wszystkich oddziaływań silnych do znanych dobrze oddziaływań elektromagnetycznych byłoby bardzo miłym gestem ze strony przyrody. Nawet jednak na tak dobrze znanym terenie ładunków, monopoli i magnesów nie potrafimy sobie dobrze radzić, gdy oddziaływania między nimi są za silne. I dlatego wszystkie powyższe rozważania o kwarkach — dyonach należy ciągle jeszcze traktować jako zbiór ciekawych hipotez, a nie jako matematycznie niesprzeczną teorię fizyczną.

Na zakończenie spróbujemy odpowiedzieć na pytanie: Czy możliwa jest sytuacja, w której monopole w ogóle nie mogłyby opuścić hadronów? Nawet przy dostarczeniu im największych energii. Okazuje się, że tak. W dipolu magnetycznym linie sił pola magnetycznego rozchodzą się po całej przestrzeni (patrz rysunek). Mówimy, że taka sytuacja jest najdogodniejsza energetycznie, energia pola jest wtedy minimalna. Możemy jednak, włączając dodatkowe oddziaływania, np. z pewnymi hipotetycznymi nowymi cząstkami, zmienić warunki energetyczne. Przebieg linii sił zmieni się wtedy. Okazuje się, że można tak dobrać te dodatkowe oddziaływania, żeby najkorzystniejsza energetycznie była sytuacja, w której linie sił zajmują jak najmniejszą objętość. Tworzą one wtedy jakby wąską rurkę rozciągającą się między monopolami. W rurce tej gęstość linii jest ogromna, a pole magnetyczne jednorodne. Na dyony działa wtedy nie zależąca od odległości stała siła. Na rozerwanie ich (oddalenie na odległość nieskończoną) trzeba teraz wykonać nieskończoną pracę. Taka rurka z polem przypominająca strunę, na której końcach umieszczone są kwarki, ma szereg bardzo ciekawych własności. Przekracza to jednak ramy tego i tak długiego artykułu.



WYNIKI KONKURSU WAKACYJNEGO

Teoria tęczy została przedstawiona w Delcie nr 10, 1975 i teraz dla wszystkich jest chyba oczywiste, jakie błędy popełnił Wacław Szymanowski. Prawie wszyscy uczestnicy konkursu trafnie zauważyli, że układ barw tęczy na reprodukowanym obrazie jest odwrócony w porównaniu z barwami obserwowanymi w rzeczywistości i że Słońce, środek okręgu tęczy i obserwator (bez względu na to, gdzie umieszciliby siebie w tej roli) nie leżą na obrazie w jednej płaszczyźnie. Znacznie mniej Czytelników zwróciło uwagę na to, że namalowany łuk tęczy nie jest częścią okręgu. Dwie osoby oceniły wysokość Słońca na podstawie długości cienia kobiety. Wprawdzie ocena taka jest wątpliwa ze względu na skrót perspektywny oraz niejasną interpretację kształtu cienia, ale wydaje się, że rzeczywiście Słońce dające taki cień jak na obrazie ma wysokość znacznie większą niż $42,5^\circ$. Jeżeli tak jest, to nawet w lekko pofalowanym terenie tęczy w ogóle nie moglibyśmy zobaczyć. Chcielibyśmy jeszcze zwrócić uwagę, że tęcza nie musi, jak sądzą niektórzy Czytelnicy, dochodzić do samego horyzontu. Zależy to od rozmieszczenia chmur deszczowych czy też mgły.

Nagrody książkowe otrzymują: Anna Bęc — Sandomierz, Marek Szyjewski — Częstochowa, Wiesława Towińska — Grodzisk Maz., Robert Tridl — Puławy i Bronisław Zajac — Jastrzębie.
Nagrody wysyłamy pocztą.