

SPIS TREŚCI NUMERU 5(312)

Fizyka cząstek elementarnych <i>Jan Kalinowski i Stefan Pokorski</i>	str. 1
Symetria materii – materia symetrii <i>Maria Krawczyk</i>	str. 8
Zadania z matematyki	str.11
Model Standardowy	str.12
Zadania z fizyki	str.14
Polowanie na higgosa <i>Grzegorz Wrochna</i>	str.15
Pod ziemią, pod wodą i pod lodem	str.20
Klub 44	str.22
Patrz w niebo	str.24
Maj	str.24
Gammalimatias	str.25

W następnym numerze:

Determinizm, chaos i fraktale

Okladki
Anna Ludwicka

Ilustracje
Michał, Marcin i Łukasz Wrochna

Rysunki techniczne
Anna Ludwicka i Marcin Adamski

Wybór artykułów w języku angielskim
<http://sunsite.icm.edu.pl/~delta/>

Wydawca: Uniwersytet Warszawski

Cena 1 egzemplarza 3 zł

„Delta” – matematyczno-fizyczno-astronomiczny miesięcznik popularny Polskiego Towarzystwa Matematycznego, Polskiego Towarzystwa Fizycznego i Polskiego Towarzystwa Astronomicznego, wydawany przy poparciu Ministerstwa Edukacji Narodowej. Wydanie publikacji dofinansowane przez Komitet Badań Naukowych.

Komitet Redakcyjny:

Andrzej Białynicki-Birula
Bogdan Cichoński
– wiceprzewodniczący
Krzysztof Ciesielski
Jan A. Gaj
Piotr Goldstein
Tomasz Hofmokr
Andrzej Hryniewicz
Wiesław A. Kamiński
Marta Kicińska-Habior
Krzysztof Maślanka
Janusz Matkowski
Andrzej Mąkowski
Zdzisław Pogoda
Michał Różycka
Konrad Rudnicki
Grzegorz SitarSKI
Andrzej Woszczyk
Eligiusz Złotkiewicz
Wiesław Żelazko – przewodniczący

Redaguje kolegium w składzie:

Wiktor Bartol
Krzysztof Biesaga
Ewa Czuchry
Krystyna Kordos – sekr. red.
Marek Kordos – red. nac.
Tomasz Kwast
Anna Ludwicka
Anna Rudnik
Witold Sadowski
Joanna Udalska
Anna Wojtyra
Piotr Zalewski – z-ca red. nac.
Adres Redakcji:
ul. Smyczkowa 5/7, 02-678 Warszawa
tel. 853-59-61
BARTOL@MIMUW.EDU.PL
Skład systemem \TeX wykonała Redakcja.
Wydrukowano
w Drukarni Naukowo-Technicznej S.A.
w Warszawie, ul. Mińska 65.

WARUNKI PRENUMERATY W FIRMIE AMOS

01-806 Warszawa, ul. Zuga 12 (tel. 834-65-21)
Wpłaty przyjmowane są non-stop, do 10. dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty. Okres prenumeraty wynosi co najmniej trzy (3) miesiące. Cena jednego numeru w 2000 roku wynosi 3 zł. Przy wpłacie prosimy o zaznaczenie okresu prenumeraty.

W prenumeracie zagranicznej (też przez okres co najmniej trzech miesięcy) cena numeru w 2000 r. wynosi 6 zł. W przypadku życzenia dostawy drogą lotniczą odpowiednią dopłatę ponosi zamawiający.

Uwaga! Dla zamawiających minimum 10 egzemplarzy każdego numeru AMOS funduje dodatkowo jeden egzemplarz pisma.

Konto AMOS-u: PKO BP VIII O/W-wa, nr 10201084-77578-270-1-111

WARUNKI PRENUMERATY W RUCH-u

1. Wpłaty na prenumeratę przyjmowane są tylko na okresy kwartalne.
2. Cena prenumeraty na III kwartał 2000 r. wynosi 9 zł.
3. Wpłaty na prenumeratę przyjmują na teren kraju jednostki kolportażowe „Ruch” S.A. właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora; dostawa egzemplarzy następuje w uzgodniony sposób. Dostawa w takim przypadku odbywa się pocztą zwykłą w ramach opłaconej prenumeraty, tzn. „pod opaką”.
4. Cena prenumeraty ze zleceniem dostawy za granicę jest równa cenie prenumeraty krajowej plus rzeczywiste koszty wysyłki. Wpłaty przyjmuje „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy w PBK S.A. XIII Oddział Warszawa 11101053-16551-2700-1-67 lub w kasach Oddziału Warszawa, ul. Towarowa 28, czynnych codziennie od poniedziałku do piątku w godz. 8⁰⁰ – 14⁰⁰.
5. Terminy przyjmowania wpłat na prenumeratę

krajową	ze zleceniem za granicę	
5 XII	20 XI	na I kwartał roku następnego,
5 III	20 II	na II kwartał,
5 VI	20 V	na III kwartał,
5 IX	20 VIII	na IV kwartał.

6. Zlecenia na prenumeratę dewizową, przyjmowane od osób zamieszkałych za granicą, realizowane są od dowolnego numeru w danym roku kalendarzowym pod warunkiem otrzymania zamówienia lub wpłaty na 30 dni przed terminem realizacji.

Informacji o warunkach prenumeraty i sposobie zamawiania udziela „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy, 00-958 Warszawa, ul. Towarowa 28, tel. 620-12-71 wewn. dla osób fizycznych 2507, 2508, wewn. dla osób prawnych 2576, a także tel. 620-10-19 i 620-12-17, wewn. 2366.

Numerzy archiwalne (od 1985 r.) można nabyć w Redakcji osobiście lub listownie.

Zamiesanie było doimentne. [...] Do powietrza, pustaci, wody, ziemi, cyfr i atomów dosty jesce nosiönka. Ludziska se fcieli ocy wydropać, pytający o to, co naprowde Jest.

*Jaś pedziół: po pieruse: nic nima;
po drugie: nawet jakby co było, toby sie tego nie dało poznać;
po trzecie: nawet jakby sie dało poznać, toby sie tego nie dało dalej przekozać.
Kie jeden widzi to, a drugi tamto, to co powiesz? Powiesz, ze oba śpióm i majóm myłki na śnisku?
Godajom, ze prowdia idzie ino przez sóm rozum?
A jo wóm powiem, ze jak okiem i uchym prowdy nie chycis, to jej rozumym nie wyrusos.*

Józef Tischner *Historia filozofii po góralsku*

Słowa Jaśka Antoła z Bańskiej (przez Greków przezwanego Gorgiaszem) przez dwa tysiące lat najlepiej oddawały stan wiedzy o istocie, strukturze i historii tego *co naprowde Jest*. Dopiero na przełomie XIX i XX wieku zaczęliśmy poznawać fundamentalną budowę materii. Zanim jeszcze świat naukowy uznał realność atomów (m.in. dzięki pracom Einsteina i Smoluchowskiego nad ruchami Browna), dostrzeżono zjawiska (Röntgen, Becquerel, Curie, Rutherford), które okazały się świadczyć o jeszcze głębszej strukturze mikroświata. Mijające stulecie przesunęło horyzont naszego poznania w stopniu przekraczającym wszelkie wyobrażenia badaczy sprzed wieku. Decydujące znaczenie miało odkrycie mechaniki kwantowej. Trudno znaleźć dziedzinę nauk ścisłych, w której teoria kwantów nie przyczynia się lub wręcz nie decyduje o postępie. Podobnie trudno wskazać aspekt życia codziennego ignorujący wynalazki oparte na wykorzystaniu praw mechaniki kwantowej. Poznawanie tego *co naprowde Jest* nie zatrzymało się jednak na samym odkryciu świata kwantów. Wysiłek kilku pokoleń teoretyków i doświadczalników skryształizował się w postaci tzw. **standardowego modelu cząstek elementarnych**.

Czy wbrew opinii Gorgiasza da się to jakoś *przekozać*? Postanowiliśmy spróbować.

Zamierzeniem tego numeru *Delty* jest właśnie popularne wprowadzenie w problematykę fizyki cząstek. Zaczynamy od przyspieszonego kursu historii rozwoju idei prowadzących do obecnego stanu wiedzy i do pytań, na które wciąż poszukujemy odpowiedzi. W następnym artykule uwypuklona została rola symetrii jako przewodniczki po tajemnicach mikroświata. Czy ukryta symetria próżni objawia się jako masa znanych cząstek? Zanim do głosu dojdą doświadczalnicy, szkicując strategię poszukiwania odpowiedzi na postawione przez teoretyków pytania, przedstawiamy (str. 12–13) tabelaryczny opis modelu standardowego. W samej części eksperymentalnej kreślimy plany polowania na cząstkę Higgsa, poszukiwaną żywą skamielinę ukrytej symetrii. W końcu zaglądamy w najbardziej niedostępne miejsca kryjące aparaturę fizyków cząstek: pod ziemię, pod wodę i pod lód bieguna południowego.

Jeżeli uda nam się rozbudzić Waszą ciekawość, to zapraszamy na stronę edukacyjną warszawskiej grupy eksperymentu CMS <http://info.fuw.edu.pl/HEP/cms/edu>, gdzie obejrzeć można nie tylko hipertekstową wersję tego numeru *Delty*, ale także znaleźć odsyłacze do najciekawszych stron poświęconych fizyce cząstek (również po polsku).

P.Z.

Fizyka cząstek elementarnych

Jan KALINOWSKI i Stefan POKORSKI

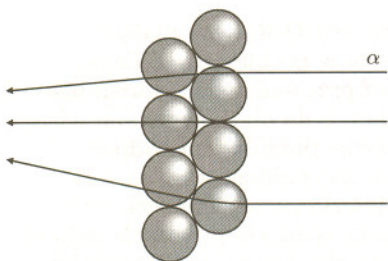
W tym numerze stosujemy powszechnie używany w relatywistycznej fizyce kwantowej układ jednostek, w którym za jednostkę działania przyjmujemy stałą Plancka \hbar , a prędkość światła w próżni c – za jednostkę prędkości. Wówczas $\hbar = c = 1$ i wszystkie wielkości fizyczne mogą być wyrażone za pomocą jednej tylko jednostki, na przykład energii, korzystając z relacji $\hbar c = 1 = 0,197 \text{ GeV}\cdot\text{fm}$. I tak, $1 \text{ fm} = 10^{-13} \text{ cm} = 5,076 \text{ GeV}^{-1}$. Na potrzeby tego artykułu wystarczyć pamiętać, że $0,2 \text{ fm}$ odpowiada w przybliżeniu energii 1 GeV . Masa protonu w tym układzie jednostek wynosi $0,937 \text{ GeV}$.

peta	P	10^{15}	femto	f	10^{-15}
tera	T	10^{12}	piko	p	10^{-12}
giga	G	10^9	nano	n	10^{-9}
mega	M	10^6	mikro	μ	10^{-6}
kilo	k	10^3	mili	m	10^{-3}

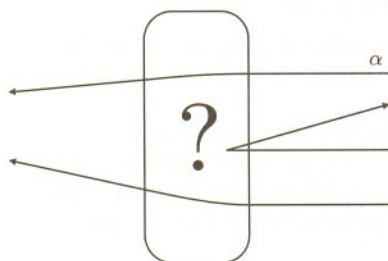
Badanie otaczającego nas świata i dążenie do zrozumienia podstawowych praw nim rządzących było zawsze głównym zadaniem fizyki. Przez wiele stuleci zajmowanie się badaniem struktury materii traktowane było jako swoista gimnastyka umysłowa. W ciągu mijającego wieku nastąpił kolosalny postęp w badaniu zjawisk zachodzących na coraz mniejszych odległościach (to znaczy przy coraz wyższych energiach), od 10^{-8} cm – typowej skali dla fizyki atomowej, poprzez fizykę jądrową (10^{-12} – 10^{-13} cm) do fizyki cząstek elementarnych badającej zjawiska przy skali 10^{-13} – 10^{-16} cm .

Najwcześniej zrozumiano, że za siły wiążące elektrony (których odkrycie w 1897 r. przypisuje się J.J. Thomsonowi; *Delta* 11/1997) z jądrem atomowym (odkrytym przez E. Rutherforda w 1911 r.; margines na następnej stronie) odpowiedzialne są oddziaływania elektromagnetyczne. Poprawne wyjaśnienie stabilności atomów i widma ich promieniowania elektromagnetycznego doprowadziło do rewolucji w fizyce i stworzenia w latach 20. mechaniki kwantowej. Idee kwantowe do pola elektromagnetycznego pierwszy zastosował M. Planck w 1900 r., a w 1905 r. A. Einstein zapostulował istnienie fotonów, kwantów pola elektromagnetycznego, które zostały odkryte przez A. Comptona w 1922 r. Sformułowana pod koniec lat 20. relatywistyczna teoria oddziaływań elektromagnetycznych pozwoliła na poprawne opisanie przez O. Kleina

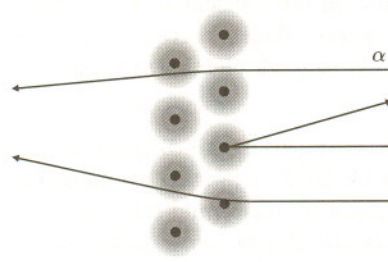
Wiodącą postacią pionierskiego okresu doświadczalnego badania struktury materii był **Ernest Rutherford**. Najpierw, badając stopień pochłaniania promieniowania wykrytego przez Becquerela, stwierdził istnienie trzech coraz bardziej przenikliwych jego składowych: α , β i γ . Następnie wykazał, że promieniowanie α jest strumieniem podwójnie dodatnio naładowanych ciężkich materialnych cząstek, które po zneutralizowaniu stają się atomami helu.



Krokiem do największego odkrycia było zatrudnienie cząstek α do pracy badawczej. Po skierowaniu ich na cienką folię ze złota okazało się, że jedna na 20 000 poruszających się z prędkością 15 000 km/s cząstek α odbija się od folii jak od ściany!



Prawie dwa lata Rutherford przegryzał się przez ten zaskakujący wynik, by w momencie oślnienia zrozumieć, co on oznacza. Cała masa i dodatni ładunek atomu musi być skupiony w obszarze o rozmiarach 10 000 razy mniejszych od rozmiarów atomu!



W ten sposób odkryto jądro atomowe. Wyjaśnianie tej zaskakującej budowy atomu doprowadziło do powstania mechaniki kwantowej.

i Y. Nishinę rozpraszania fotonów na elektronach (czyli rozpraszania Comptona), oddziaływania elektron-elektron (C. Møller), czy też anihilacji układu cząstka-antycząstka w parę fotonów (P.A.M. Dirac).

Umownie przyjmuje się, że **fizyka cząstek elementarnych**, wyodrębniła się z fizyki jądrowej, jako oddzielna dziedzina nauki, pod koniec lat 40. wraz z odkryciem mezonu π (pionu). Istnienie tej cząstki przewidział w 1935 r. japoński fizyk H. Yukawa. Była ona konieczna do wyjaśnienia krótkiego zasięgu sił jądrowych wiążących protony i neutrony w jądrze atomowym. Z zasięgu tych sił, rzędu 10^{-13} cm, Yukawa oszacował masę cząstki π na około 250 mas elektronu. Podobnie jak foton przenoszący oddziaływania elektromagnetyczne między naładowanymi elektrycznie cząstkami, piony były nośnikiem oddziaływań silnych wiążących nukleony (protony i neutrony) w jądrze atomowym. Cząstki uczestniczące w oddziaływaniach silnych nazwano hadronami w odróżnieniu od leptonów – cząstek oddziałujących tylko słabo i elektromagnetycznie (od greckiego *leptos* – drobny). Teorię oddziaływań słabych, odpowiedzialnych za promieniotwórczość β jąder atomowych i rozpad neutronu $n \rightarrow pe^- \bar{\nu}$, zaproponował E. Fermi w 1933 r. Podstawowym założeniem teorii Fermiego było punktowe oddziaływanie czterech cząstek – neutronu (n) i produktów jego rozpadu: protonu (p), elektronu (e^-) i neutrino (ściślej antyneutrino $\bar{\nu}$; krescinka nad symbolem oznacza antycząstkę). Fermi skorzystał z hipotezy W. Pauliego (z 1930 r.) o istnieniu neutrino – bezmasowej i neutralnej elektrycznie cząstki potrzebnej do uratowania zasady zachowania energii, pędu i momentu pędu w rozpadach β . Elektron i neutrino są leptonami, gdyż nie biorą udziału w oddziaływaniach silnych. Mion, odkryty wcześniej od pionu i początkowo wzięty za cząstkę Yukawy, też okazał się leptonem. Nie był on „potrzebny” z punktu widzenia teorii Fermiego. Co więcej, pod wieloma względami był identyczny z elektronem, z wyjątkiem masy – ma masę około 200 razy większą od elektronu i jest nietrwały. W drugiej połowie lat 40. lista cząstek elementarnych była więc bardzo krótka i zawierała: foton – nośnik sił elektromagnetycznych, hadrony, w skład których wchodziły: proton, neutron i piony, oraz leptony zawierające elektron, neutrino i mion.

Kłeska urodzaju

Kiedy wydawało się, że lista cząstek elementarnych jest już zamknięta (wliczając mion), na przełomie lat 40. i 50. rozpoczęła się długa seria odkryć wielu nowych, „niechcianych” cząstek elementarnych. Serię tę rozpoczęło odkrycie mezonu K (kaonu), następnie odkryto barion Λ i później posypało się jak z rękawa. Ze względu na dziwną własność produkowania się tych cząstek parami (KK lub $K\bar{K}$) w zderzeniach zwykłych cząstek (nukleonów i pionów) nazwano te cząstki dziwnymi i przypisano im liczbę kwantową nazwaną dziwnością (oznaczaną S od ang. *strangeness* – nie należy jej mylić ze spinem oznaczanym przez s). Rozwój techniki akceleratorowej i metod rejestracji cząstek przyczynił się do odkrycia w latach 50. i 60. mnóstwa nowych cząstek. Grupa hadronów powiększyła się o mezony ρ , ω , η , ϕ , K^* , rezonanse barionowe Δ i hiperonowe Σ , Ξ , Ω i wiele innych. Stwierdzono też, że w słabych oddziaływaniach mionów uczestniczą innego rodzaju neutrino niż w słabych oddziaływaniach elektronów. Mamy więc do czynienia z neutrino elektronowymi ν_e i mionowymi ν_μ i ich antycząstkami. Jasne się stało, że potrzebne były nowe kryteria klasyfikacji cząstek i nowe pomysły teoretyczne, żeby zrozumieć źródło ich wielkiej różnorodności.

Elektrodynamika kwantowa

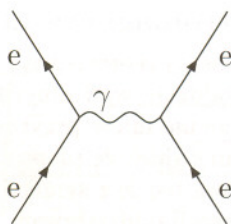
Koniec lat 40. przyniósł też istotny postęp w zrozumieniu elektrodynamiki kwantowej. Już w roku 1930 R. Oppenheimer i T. Walker zauważyli, że próba dokładniejszego opisu oddziaływań elektronu z polem elektromagnetycznym prowadziła do nonsensownych wyników. W rachunkach pojawiały się rozbieżności. Dopiero w 1947 roku H. Bethe i nieco później R. Feynman, S. Tomonaga, J. Schwinger i F. Dyson pokazali, że przez modyfikację pojęcia (renormalizację) fizycznej masy i fizycznego ładunku elektrycznego elektronu można usunąć w konsekwentny sposób wszystkie nieskończoności z teorii. Doprowadziło to do sformułowania elektrodynamiki kwantowej (QED od ang.

Kwarki i leptony (oraz ich antycząstki) mają połowkowy (w jednostkach stałej Plancka $\hbar = h/2\pi$) wewnętrzny moment pędu, tzw. spin $s = \hbar/2$, foton i bozony pośredniczące W^+ , W^- i Z^0 spin jeden, $s = \hbar$, a cząstki Higgsa spin zero.

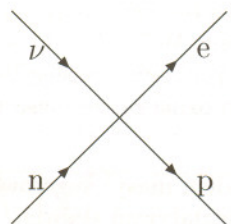
Cząstki o spinie połowkowym podlegają statystyce Fermiego-Diraca i nazywamy je **fermionami**, a cząstki o spinie całkowitym (0 lub 1) podlegają statystyce Bosego-Einsteina i nazywamy je **bozonami**.

Podstawową cechą fermionów jest podleganie **zakazowi Pauliego**: dwa fermiony nie mogą być w tym samym stanie kwantowym (patrz margines na str. 4).

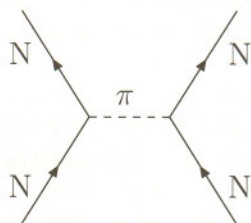
Układ trzech (nieparzystej liczby) fermionów jest też fermionem, a dwóch (parzystej liczby) fermionów jest bozonem. Dzięki temu z fermionów można budować materię: z kwarków nukleony, z nukleonów jądra, z elektronów krążących wokół jądra atomy. Gdyby zakaz Pauliego nie obowiązywał, to wszystkie elektrony w atomie znalazłyby się w najniższym stanie i atomy różniłyby się tylko masą, a nie własnościami chemicznymi.



Rys. 1. Oddziaływanie elektronów przez wymianę fotonu.



Rys. 2. Rozpad neutronu w teorii Fermiego.



Rys. 3. Oddziaływanie nukleonów przez wymianę pionów.

Quantum Electrodynamics). Feynman stworzył jednocześnie bardzo wygodny język obrazkowy tzw. diagramów Feynmana, w którym pewnym elementarnym wyrażeniom matematycznym przyporządkował symbole graficzne. Z tych symboli graficznych można następnie budować bardziej skomplikowane struktury odpowiadające dowolnym procesom fizycznym z udziałem elektronów i fotonów i w prosty sposób znajdować odpowiadające im wyrażenia analityczne. W QED elementarnymi symbolami są: linia ciągła ze strzałką reprezentująca elektron, linia falista reprezentująca foton i wierzchołek reprezentujący oddziaływanie fotonu z elektronem, w którym linia falista dotyka linii ciągłej. Łącząc te symbole można dostać np. diagram przedstawiony na rysunku 1 odpowiadający rozpraszaniu elektronu na elektronie w tzw. najniższym rzędzie rachunku zaburzeń (w pierwszym przybliżeniu), czyli przez wymianę jednego fotonu. (W następnym rzędzie należy uwzględnić wszystkie grafy z 4. wierzchołkami.)

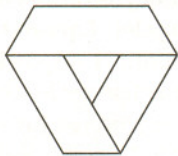
Oczywiście podjęto próby budowy teorii oddziaływań słabych i silnych w języku kwantowej teorii pola na wzór QED. W teorii Fermiego elementarnym oddziaływaniem jest punktowe oddziaływanie czterech fermionów, a więc rozpadowi neutronu odpowiadałby diagram przedstawiony na rysunku 2 (wychodzące z reakcji rozpadu antyneutrino jest reprezentowane przez linię wchodzącą dla neutrina). Z kolei oddziaływanie nukleonów (N), zachodzące przez wymianę pionu, reprezentowałby diagram z rysunku 3. Powyższe próby jednak nie powiodły się z różnych powodów. W teorii Fermiego diagram z rysunku 2 reprezentuje nie tylko proces rozpadu neutronu, ale również (w innym obszarze kinematycznym) np. proces rozpraszania neutrina na neutronie $\nu n \rightarrow pe^-$. Okazuje się, że wraz ze wzrostem energii początkowej neutrina prawdopodobieństwo zajścia tego procesu rośnie za szybko, łamiąc od pewnej energii warunek unitarności teorii, innymi słowy zasadę zachowania prawdopodobieństwa. Z kolei w teorii oddziaływań silnych sprzężenia hadronów okazywały się zbyt duże, żeby można było zastosować rachunek zaburzeń, niezastąpioną metodę rachunkową w kwantowej teorii pola. Co więcej, mnogość hadronów wymagałaby wprowadzenia do takiej teorii dużej liczby pól i stałych sprzężenia.

Model kwarkowy

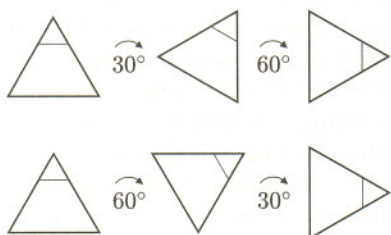
Mnogość obserwowanych hadronów, w analogii do mnogości związków chemicznych, sugerowała istnienie bardziej fundamentalnych składników materii. Już w latach 30. stwierdzono, że silne oddziaływania protonów i neutronów są identyczne, tzn. nie zależą od ładunku hadronu. Aby uwzględnić ten fakt, W. Heisenberg wprowadził pojęcie izospinu do opisu protonu i neutronu jako dwóch różnych stanów ładunkowych jednej cząstki – nukleonu. Przejściu protonu w neutron i odwrotnie odpowiada obrót w abstrakcyjnej przestrzeni izospinu. Takie obroty (reprezentowane przez unitarne macierze 2×2) nie mają wpływu na oddziaływania. Mówimy, że oddziaływania wykazują symetrię względem grupy SU(2) izospinu. Analizując właściwości hadronów i ich oddziaływań, M. Gell-Mann i Y. Ne'eman wysunęli hipotezę o niezmienniczości oddziaływań silnych względem grupy SU(3), która jest rozszerzeniem symetrii izospinowej uwzględniającą dziwność. Okazało się, że mezony grupują się w singlety i oktety, a bariony w singlety, oktety i dekaplety grupy SU(3). Aby wyjaśnić, dlaczego tylko te reprezentacje grupy SU(3) występują w przyrodzie, Gell-Mann i G. Zweig w 1964 r. zaproponowali model kwarkowy, w którym wszystkie hadrony zbudowane są z kwarków i antykwarków: mezony są układem kwarku i antykwarku, a bariony układem trzech kwarków. Wszystkie kwarki mają ułamkowe ładunki elektryczne mierzone w jednostkach ładunku elektronu. Do wyjaśnienia wszystkich znanych wówczas hadronów wystarczyło istnienie trzech rodzajów kwarków różniących się tzw. zapachem (po ang. *flavour*): górnego (u), dolnego (d) i dziwnego (s), i ich antykwarków. Na przykład, skład kwarkowy π^+ , K^- , p i Λ jest następujący: $\pi^+ = u\bar{d}$, $K^- = \bar{u}s$, $p = uud$, $\Lambda = uds$. Model kwarkowy przewidywał ponadto istnienie nowych cząstek, np. układu sss. Odkrycie hiperonu Ω^- o własnościach zgodnych z przewidywaniami dla układu sss przyczyniło się do popularyzacji modelu kwarkowego. Brakowało jednak dynamicznej teorii oddziaływań kwarków.

Teoria Yanga–Millsa

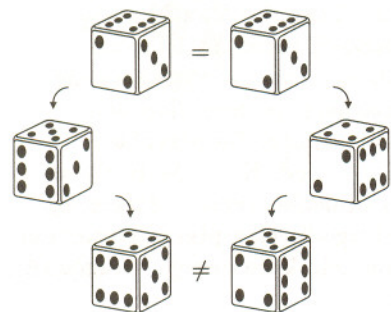
Różnica w „upodobaniach socjalnych” fermionów i bozonów jest podobna do różnicy pomiędzy „zwykłymi” wstęgami papieru i wstęgami Möbiusa. Tych drugich nie da się poszerzyć przez doklejenie drugiego prostokątnego paska papieru tej samej długości.



Grupa $U(1)$ to grupa obrotów na płaszczyźnie zespolonej izomorficzna z grupą obrotów na płaszczyźnie euklidesowej. Jest ona grupą przemienną (abelową).



Grupa $SU(2)$ jest grupą nakrywającą grupy obrotów w \mathbb{R}^3 . Tu wynik złożenia transformacji zależy od kolejności ich wykonania.



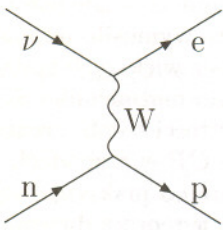
Pojęcie niezmienniczości (symetrii) w fizyce ma bardzo ważne konsekwencje. Istnienie symetrii teorii pociąga za sobą istnienie praw zachowania. Na przykład, niezmienniczość względem przesunięć w czasie i przestrzeni implikuje zachowanie energii i pędu, a symetria względem obrotów przestrzennych – momentu pędu. Istotną cechą elektrodynamiki kwantowej jest symetria względem grupy $U(1)$ transformacji cechowania polegających na wyborze dowolnej fazy zespolonej pola elektronowego. Konsekwencją tej symetrii jest prawo zachowania ładunku elektrycznego. Żądanie, aby wybór fazy mógł być dowolny w dowolnym punkcie czasoprzestrzeni (mówimy wówczas o lokalnej symetrii cechowania), prowadzi do pojawienia się w teorii bezmasowego pola bozonowego o spinie 1 – fotonu. Okazuje się również, że renormalizowalność QED jest w nierozdzielny sposób związana z lokalnością symetrii cechowania, a więc z bezmasowym fotonem.

W 1954 r. C.N. Yang i R. Mills rozpatrzyli teorię niezmienniczą względem lokalnych transformacji cechowania grupy izospinu $SU(2)$. Grupa $U(1)$ charakteryzuje się tym, że jest jeden podstawowy typ transformacji – mówimy, że grupa $U(1)$ ma jeden generator. Dla grupy $SU(2)$ dowolna transformacja może być zdefiniowana za pomocą trzech generatorów, podobnie jak obrót w trzech wymiarach może być złożony z trzech obrotów względem osi x , y i z . Tak jak w QED, konsekwencją żądania lokalności symetrii cechowania jest istnienie bezmasowych bozonów cechowania o spinie 1, przy czym każdemu generatorowi odpowiada jeden bozon. Nieabelowość grupy $SU(2)$, tzn. nieprzemienność transformacji cechowania, powoduje jednak istotną różnicę w porównaniu do QED. Mianowicie bozony cechowania sprzęgają się nie tylko z polami fermionowymi (jak foton z elektronem), ale też bezpośrednio ze sobą.

Unifikacja oddziaływań słabych i elektromagnetycznych

Teoria Yanga–Millsa przez wiele lat była swoistą ciekawostką teoretyczną, gdyż nie można było jej wykorzystać do budowy teorii oddziaływań silnych z lokalną symetrią izospinową z tego prostego powodu, że nie ma w przyrodzie bozonów cechowania odpowiadających izospinowi – pamiętajmy, że piony mają spin 0 (i masę niezerową). Paradoksalnie, nieabelowe teorie z symetrią cechowania zostały najpierw wykorzystane do budowy teorii oddziaływań słabych. Należało przyjąć, że tak naprawdę oddziaływanie czterofermionowe w rozpadzie β neutronu nie jest punktowe, tylko zachodzi przez wymianę cząstki pośredniczącej (rys. 4). Struktura oddziaływania Fermiego wymusza, aby te cząstki pośredniczące między linią hadronową i leptonową miały spin 1 i przenosiły ładunek. Mamy więc co najmniej dwa bozony, W^+ i W^- , które mogłyby być bozonami cechowania. Pojawia się jednak problem – zasięg tego oddziaływania jest bardzo mały, „prawie punktowy”, co oznacza, że masa tych bozonów musi być bardzo duża.

Podobieństwo bozonów W^+ i W^- do fotonów (z wyjątkiem masy) sugerowało możliwość sformułowania jednej zunifikowanej teorii oddziaływań słabych i elektromagnetycznych. Przeszkodą była niezerowa masa bozonów W^+ i W^- , gdyż, jak pamiętamy, renormalizowalność QED wynikała z bezmasowości fotonu. Aby obejść ten problem, S. Weinberg i A. Salam wykorzystali mechanizm spontanicznego naruszenia symetrii cechowania zaproponowany przez P. Higgsa w 1964 r. Mechanizm ten polega na wprowadzeniu do teorii dodatkowych pól skalarnych o spinie 0 (tzw. pól Higgsa) bez naruszenia symetrii cechowania. Dobierając odpowiednio oddziaływanie pól Higgsa ze sobą, można otrzymać podstawowe rozwiązanie o najniższej energii, tzw. stan próżni, który nie ma tej symetrii. W ten sposób stany fizyczne budowane z próżni nie mają symetrii i bozony cechowania mogą mieć niezerową masę, chociaż teoria jest dalej niezmiennicza względem symetrii cechowania. Zunifikowana teoria oddziaływań elektroślabych została sformułowana w latach 1967–68, przy czym podstawą tej unifikacji była nieabelowa grupa cechowania $SU(2) \times U(1)$, rozpatrywana już wcześniej przez S. Glashowa w 1960 roku. Grupa $SU(2)$ nie była przy tym grupą izospinu oddziaływań silnych, ale nowej wielkości nazwanej izospinem słabym. Ponieważ grupa $SU(2) \times U(1)$ ma 4 generatory, więc odpowiadają jej 4 bozony

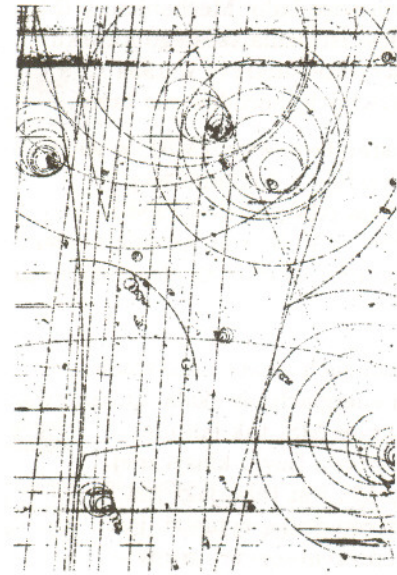


Rys. 4. Rozpad neutronu w teorii GSW.

cechowania. Na skutek spontanicznego złamania tej symetrii, tak aby teoria pozostała jawnie niezmiennicza jedynie względem grupy $U(1)$ elektromagnetyzmu, tylko jeden bozon – foton – pozostaje bezmasowy, a trzy W^+ , W^- i Z^0 otrzymują masę około 100 razy większą niż masa protonu. Renormalizowalność teorii Glashowa, Salama i Weinberga (GSW) została udowodniona przez G. 't Hoofta i M. Veltmana w latach 1971–72, co w ubiegłym roku uhonorowano Nagrodą Nobla. Istnienie bozonów cechowania W^+ , W^- i Z^0 zostało ostatecznie potwierdzone doświadczalnie w 1983 roku. Po mechanizmie Higgsa z dubletu pól skalarnych pozostaje jeden fizyczny bozon o spinie 0 i masie różnej od zera – tzw. bozon Higgsa. Do pełnego sukcesu teorii GSW brakuje więc odkrycia bozonu Higgsa, którego masa jest wolnym parametrem teorii.

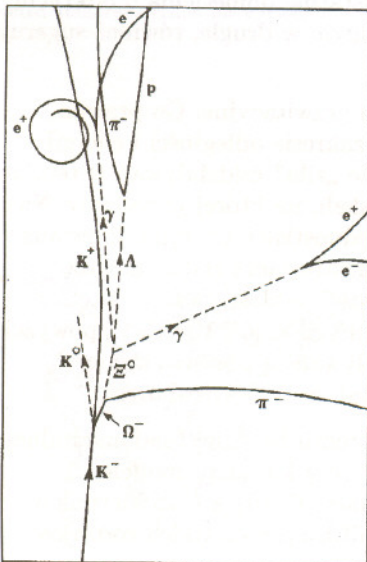
Chromodynamika kwantowa

Istotnym elementem modelu GSW jest model kwarkowy dla hadronów. Przełomowym okresem dla tego modelu i dla teorii cząstek elementarnych były lata 1972–74. Rok 1972 to, jak już wspomnieliśmy, ostateczne udowodnienie renormalizowalności modelu GSW. W 1973 roku H. Politzer, D. Gross i F. Wilczek wykazali, że w nieabelowych teoriach pola, na skutek samosprzężenia bozonów cechowania, efektywna siła oddziaływania maleje ze wzrostem energii (równoważnie – z maleniem odległości) i zwrócili uwagę na znaczenie tego faktu dla oddziaływań silnych. Pozwalało to zrozumieć, dlaczego w rozpraszaniu elektronów na nukleonach przy dużych przekazach energii hadrony wyglądają jak zbiór swobodnych kwarków (bo siła oddziaływania maleje do zera, tzw. swoboda asymptotyczna), a nie można mimo to odseparować pojedynczego kwarku (bo siła oddziaływania rośnie ze wzrostem odległości). Jako grupę lokalnych transformacji cechowania dla oddziaływań silnych przyjęto $SU(3)_c$ koloru, nowej liczby kwantowej, którą niosą tylko kwarki i bozony cechowania grupy $SU(3)_c$. Każdy z kwarków występuje w trzech kolorach oraz mamy 8 bezmasowych bozonów cechowania, które nazwano gluonami (ang. *glue* – klej). Założenie, że hadrony nie mają koloru, tłumaczy, dlaczego wszystkie hadrony są układami kwark-antykwar lub układami trzech kwarków i dlaczego nie istnieją izolowane kwarki (tzw. uwięzienie kwarków). Zbudowana na wzór QED ze ścisłą, lokalną symetrią cechowania kwantowa teoria kwarków i bezmasowych gluonów nosi obecnie nazwę chromodynamiki kwantowej QCD (od ang. *Quantum Chromodynamics*). Koncepcja uwięzienia kwarków ciągle czeka na udowodnienie w ramach QCD.



Historyczne zdjęcie z 200 centymetrowej wodorowej komory pęcherzykowej zainstalowanej w Brookhaven przedstawiające pierwszą obserwację potrójnie dziwnego barionu Ω^- przewidzianego przez model kwarkowy.

Poniżej reduct tego zdjęcia eksponujący poszczególne rozpady.



I wreszcie rok 1974, w którym odkryta została cząstka J/Ψ przez zespoły kierowane przez B. Richtera i S. Tinga. Zinterpretowano ją jako układ $c\bar{c}$. Wkrótce po tym odkryto hadrony powabne D , Λ_c itp., w których kwarkom u , d , s towarzyszył kwark c . Odkrycia te potwierdziły wysuniętą wcześniej (J. Bjorken, S. Glashow, 1964 r.) hipotezę o istnieniu czwartego rodzaju kwarków, tzw. kwarków powabnych c . W 1970 roku S. Glashow, I. Illiopoulos i L. Maiani (GIM) wykazali konieczność istnienia czwartego kwarku w modelu GSW, aby wyjaśnić obserwowane doświadczalnie silne tłumienie sprzężenia bozonu Z^0 zmieniającego zapach kwarku.

Odkrycie kwarku c było ważnym argumentem za modelem kwarkowym. Spowodowało to, że już nie hadrony, ale kwarki na równi z leptonami zostały uznane za fundamentalne cegiełki materii. Kwark c powiększał liczbę zapachów kwarków do czterech (u , d , c , s), co doskonale odpowiadało liczbie leptonów (e , ν_e , μ , ν_μ). Co więcej, kwarki c i s pod wieloma względami przypominają kwarki u i d , tak jak leptony μ i ν_μ przypominają e i ν_e . Wprowadzony został nawet termin „generacji” fermionów: do pierwszej generacji zaliczamy u , d , e i ν_e , do drugiej c , s , μ i ν_μ .

Łamanie symetrii CP i trzecia generacja fermionów

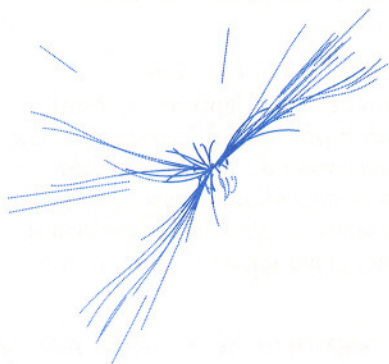
W zasadzie na tym mogłaby skończyć się teoria cząstek elementarnych, gdyby nie problem łamania symetrii CP . W latach 1956–57 odkryto (T. Lee, C. Yang i T. Wu) niezachowanie parzystości P i brak niezmienniczości względem sprzężenia cząstka-antycząstka C oddziaływań słabych. Było to bardzo zaskakujące odkrycie, jako że wszystkie teorie klasyczne oraz kwantowe

W wielkim skrócie obecna sytuacja doświadczalna jest następująca: mamy trzy generacje fermionów

kwarki		leptony	
u	d	e	ν_e
c	s	μ	ν_μ
t	b	τ	ν_τ

12 bozonów cechowania (o spinie 1): osiem gluonów g , trzy masywne bozony cechowania W^+ , W^- i Z^0 , foton γ oraz przewidujemy istnienie bozonu Higgsa H o spinie 0.

Oddziaływania opisywane są przez kwantową teorię pola niezmienniczą względem lokalnych transformacji cechowania grupy $SU(3)_c \times SU(2) \times U(1)$. Każdy z kwarków występuje w trzech kolorach; mamy więc 8 fermionów (i 8 antyfermionów) w każdej generacji. Grupa $SU(3)_c$ odpowiedzialna jest za oddziaływania silne kwarków i gluonów, dla których kolor jest tym, czym ładunek elektryczny dla QED. Z punktu widzenia oddziaływań silnych kwarki różniące się zapachem są nierozróżnialne. Z kolei kwarki różniące się kolorem są nierozróżnialne dla oddziaływań elektroślabych opisywanych grupą $SU(2) \times U(1)$. Trzy z czterech bozonów cechowania tej grupy, W^+ , W^- i Z^0 , uzyskują masę na skutek mechanizmu Higgsa, a czwarty – foton – pozostaje bezmasowy. Skład fundamentalnych cząstek zamyka bozon Higgsa H , na którego odkrycie czeka niecierpliwie całe środowisko fizyków cząstek elementarnych. Zbiór kilkuset cząstek elementarnych został zredukowany do 24 fermionów (i 24 antyfermionów) i 13 bozonów, których masy i stałe sprzężenia są swobodnymi parametrami teorii ustalonymi doświadczalnie.



Przypadek $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ zarejestrowany przez detektor DELPHI. Wyraźnie widoczne są trzy strugi (dżety) śladów zainicjowane przez kwark, antykwark i gluon.

oddziaływań elektromagnetycznych i silnych są niezmiennicze względem odbić przestrzennych i zamiany ładunków cząstek. Odkrycie to wymusiło odpowiednią modyfikację teorii Fermiego oddziaływań słabych, ale bez większych zmian w strukturze teorii. Cechą tej zmodyfikowanej teorii była niezmienniczość względem jednoczesnej transformacji P i C , tzw. parzystości kombinowanej CP . Jednak w 1962 roku J. Cronin i inni odkryli naruszenie CP w rozpadach mezonów K . Naruszenie to jest niewielkie (w odróżnieniu od maksymalnego łamania oddzielnie C i P), ale problem leżał w tym, że w teorii z dwiema generacjami fermionów nie można złamać symetrii CP .

Jeszcze zanim kwark c został odkryty, w 1974 r. M. Kobayashi i T. Maskawa zauważyli, że model z trzema generacjami fermionów dopuszcza możliwość złamania symetrii CP . Odkrycie przez M. Perla w 1976 r. nowego typu leptonu τ (taonu) zostało więc przyjęte jako zwiastun nowej, trzeciej generacji kwarków i leptonów. I rzeczywiście, piąty kwark b (piękny) został odkryty przez L. Ledermana, który w 1977 r. zaobserwował produkcję cząstki Υ interpretowanej jako układ $b\bar{b}$. Historia zatoczyła więc koło. Mechanizm GIM wymagał skompletowania trzeciej generacji, to jest istnienia szóstego kwarku t (top) i neutrina taonowego ν_τ . Kwark t został wreszcie odkryty w 1994 r., a ν_τ ciągle czeka na bezpośrednie potwierdzenie (pośrednich dowodów nie brakuje).

Teoria powyższa, nazywana skromnie modelem standardowym (MS), w wielu swoich aspektach została potwierdzona doświadczalnie z dokładnością na poziomie promila w zjawiskach zachodzących na odległościach rzędu 10^{-13} – 10^{-16} cm, to jest do skali energii rzędu 100 GeV. Sformułowanie modelu standardowego jest niewątpliwie wielkim sukcesem fizyki cząstek elementarnych.

Czy to już koniec?

Z pewnością nie. Nie wiemy przecież, czy zjawiska zachodzące na skalach mniejszych niż 10^{-16} cm (a więc przy wyższych energiach niż skala oddziaływań elektroślabych 100 GeV) są poprawnie opisane przez MS, tak jak nie wiedzieliśmy, że poniżej 10^{-8} cm nie stosują się prawa fizyki klasycznej. Co więcej, fizycy zadają sobie pytania, dlaczego MS jest taki, jaki jest. Dlaczego fermiony grupują się w generacje, dlaczego grupą symetrii jest $SU(3)_c \times SU(2) \times U(1)$, dlaczego tylko wybrane reprezentacje tej grupy są realizowane w przyrodzie, czy mechanizm Higgsa rzeczywiście jest odpowiedzialny za generację mas cząstek, dlaczego masa elektronu wynosi 0,000511 GeV, a kwark t ma masę około 175 GeV? Pytania te można mnożyć. Chociaż MS jest matematycznie spójną teorią, to niewątpliwie zagadkowa jest konieczność renormalizacji masy bozonu Higgsa z fantastyczną dokładnością typu 10^{-30} rząd po rzędzie w rachunku zaburzeń (tzw. problem dopasowania, ang. *fine tuning*). Szczególnie problem dopasowania nie daje spokoju fizykom. „Naturalne” usunięcie tego problemu wiązałoby się z istnieniem nowych zjawisk przy energii rzędu 1000 GeV = 1 TeV. Ostatnie doniesienia o odkryciu oscylacji neutrin, przechodzenia jednego typu neutrin w drugie, również sugerują konieczność rozszerzenia MS.

Poza tym MS ignoruje kompletnie oddziaływania grawitacyjne. Co prawda, te oddziaływania są bardzo słabe i w zbadanym zakresie odległości i energii można je pominąć, ale warto uzmysłowić sobie, że „siła” oddziaływań w teoriach kwantowych na skutek renormalizacji zależy od skali, na której je badamy. Na przykład na odległościach 1 fm = 10^{-13} cm (w jednostkach energii odpowiada to skali 1 GeV, a więc rzędu masy nukleonu) oddziaływania słabe są około 1000 razy słabsze niż elektromagnetyczne. „Słabość” oddziaływań słabych wynika z dużej masy bozonów cechowania. Dla energii rzędu 100 GeV, powyżej masy bozonów W^+ , W^- i Z^0 , „siły” tych oddziaływań są porównywalne. Dlatego też mówimy o zunifikowanej teorii oddziaływań elektroślabych.

Powyższe pytania zmuszają fizyków do szukania teorii bardziej fundamentalnej niż MS. W tych poszukiwaniach można wyróżnić trzy kierunki: modele technicolorowe, supersymetria i dodatkowe wymiary. Każdy z tych kierunków inaczej podchodzi do problemu dopasowania i unifikacji wszystkich rodzajów oddziaływań.



Rozwiązanie zadania M 916.

Przyjmijmy, że taki trójkąt ABC istnieje. Możemy założyć, że jeden z wierzchołków – np. A – pokrywa się z początkiem układu współrzędnych. Traktując punkty w \mathbb{R}^2 jako liczby zespolone, możemy zapisać warunek na równoboczność trójkąta ABC jako $c_1 + ic_2 = (b_1 + ib_2)(\cos 60^\circ + i \sin 60^\circ)$, gdzie $B = (b_1, b_2)$, $C = (c_1, c_2)$. Tak więc $c_1 = \frac{1}{2}b_1 - \frac{\sqrt{3}}{2}b_2$ oraz $c_2 = \frac{1}{2}b_2 + \frac{\sqrt{3}}{2}b_1$. Ale $\frac{\sqrt{3}}{2}$ jest liczbą niewymierną, z czego otrzymujemy $b_1 = b_2 = 0$, czyli $A = B$. Sprzeczność.



Rozwiązanie zadania F 523.

Mezon K^0 znajdował się w spoczynku, miał więc tylko energię spoczynkową $965 m_0 c^2$. Dwa mezony π mają razem energię $2 \cdot 1,77 m_\pi c^2$, gdzie m_π jest ich poszukiwaną masą. Stąd

$$m_\pi = \frac{965}{2 \cdot 1,77} m_0 = 273 m_0.$$



Rozwiązanie zadania F 524.

Prąd $15 \mu A$ to $4,7 \times 10^{13}$ cząstek α na sekundę. Rozpadając się, jeden atom radu produkuje jedną cząstkę α , a więc w ciągu sekundy jeden gram radu emituje ΔN cząstek α :

$$\Delta N = \frac{\log 2}{T} N \Delta t,$$

gdzie: T – czas połowicznego rozpadu radu,

N – liczba atomów radu zawartych w jednym gramie

oraz $\Delta t = 1$ s.

Stąd otrzymujemy, że jeden gram radu emituje $3,7 \times 10^{10}$ cząstek α , to jest ponad 1000 razy mniej niż cyklotron.

Modele technicolorowe przyjmują, że bozon Higgsa nie jest cząstką punktową i jego struktura powinna się ujawnić przy energii 1 TeV. Koncepcja ta jest bardzo ciekawa, ale natrafia na wiele problemów przy konstrukcji realistycznych modeli. Co więcej, proponowane modele fenomenologiczne wydają się sprzeczne z precyzyjnymi pomiarami.

Znacznie bardziej popularne, i dużo bardziej radykalne, są **teorie supersymetryczne**. W teoriach supersymetrycznych każdej „zwykłej” cząstce MS odpowiada cząstka supersymetryczna różniąca się spinem o $1/2$. Innymi słowy, każdemu fermionowi o spinie $1/2$ odpowiada bozon o spinie 0 (którego nazwę buduje się przez dodanie przedrostka s do nazwy fermionu, np. selektron, skwark), a każdemu bozonowi o spinie 0 lub 1 – fermion o spinie $1/2$ (którego nazwę tworzy się przez dodanie przyrostka ino , np. higgsino, gluino). Supersymetria wymaga więc podwojenia liczby fundamentalnych cząstek, których masy powinny być też rzędu 1 TeV ze względu na problem dopasowania.

Modele supersymetryczne w „łagodny” sposób wychodzą poza MS i są ciągle w bardzo dobrej zgodzie z obserwacjami. Brak jest jednak jednoznacznego potwierdzenia ze strony doświadczenia słuszności idei supersymetrii. Dotychczasowe argumenty za supersymetrią są natury teoretycznej. Przez dodanie higgsina masa bozonu Higgsa zostaje ustabilizowana i nie wymaga *fine tuning*. Supersymetria też pięknie pasuje do idei wielkiej unifikacji (GUT), w której przy wyższych energiach, rzędu 10^{16} GeV, następuje zrównanie sił oddziaływań elektroślabyh i silnych (bez supersymetrii najprostszy model GUT jest wykluczony doświadczalnie). A skala ta jest już bardzo blisko tzw. skali Plancka $M_{Pl} = 1,2 \cdot 10^{19}$ GeV, przy której siły grawitacyjne są tego samego rzędu i nie można zaniedbać kwantowych efektów grawitacji. Sądzi się, że modele strun (mające swój rodowód w starej idei dualności, w której cząstki elementarne są rozciągłymi jednowymiarowymi obiektami – strunami) w wersji supersymetrycznej pozwolą na skonstruowanie kwantowej teorii grawitacji i wytłumaczą strukturę modelu standardowego. Poszukiwanie przejawów istnienia cząstek supersymetrycznych jest jednym z najważniejszych punktów programów fizycznych wszystkich eksperymentów.

Na końcu warto wspomnieć o stosunkowo nowym **pomyśle związanym z dodatkowymi wymiarami**. Wspomnieliśmy już, że siła oddziaływania zależy od skali energii, w żargonie mówimy o „biegnącej” z energią stałej sprzężenia. Otóż szybkość tego biegnięcia zależy nie tylko od liczby oddziałujących cząstek, ale również od liczby wymiarów czasoprzestrzeni, w której zachodzą oddziaływania. Jeśli chodzi o oddziaływania elektroślabe i silne, to wiemy z całą pewnością, że do skali 10^{-16} cm czasoprzestrzeń jest czterowymiarowa. Ale oddziaływania grawitacyjne nie były do tej pory testowane na odległościach rzędu 1 mm i mniejszych. Dlatego też pojawiły się spekulacje, że grawitacja na mniejszych odległościach „czuje” większą liczbę wymiarów niż 4. Wówczas stała grawitacji rosłaby znacznie szybciej i przy skali 1 TeV mogłaby być na tyle silna, że grawitacji nie można byłoby ignorować. Grawitacja rozwiązywałaby wtedy problem *fine tuning*.

U progu nowego stulecia sytuacja jest następująca: wiek XX przyniósł ogromny postęp w zrozumieniu mikroświata, w wyniku czego mamy spójną teorię fizyczną zjawisk zachodzących w skali odległości 10^{-13} – 10^{-16} cm. Teoria ta jest najprawdopodobniej teorią efektywną i stanowi jedynie niskoenergetyczne (to znaczy dla energii obecnie dostępnych w laboratoriach) przybliżenie bardziej fundamentalnej teorii. Skala tej bardziej fundamentalnej teorii może być bardzo wysoka, rzędu skali GUT, lub też stosunkowo niska, rzędu 1 TeV (technicolor, dodatkowe wymiary). Wszystkie obecne propozycje wyjścia poza MS przewidują nowe zjawiska przy energii rzędu 1 TeV. Jest też do pomyślenia, że MS jest teorią ostateczną i jego wolnych parametrów nie da się obliczyć. Konstruowane obecnie i planowane nowe akceleratory oraz eksperymenty nieakceleratorowe, pozwalające sięgnąć w głąb na odległości mniejsze niż 10^{-16} cm, dostarczą zapewne istotnych wskazówek do dalszych badań teoretycznych i pozwolą na lepsze zrozumienie fascynującego i nurtującego ludzkość pytania o istotę rzeczy.



Symetria materii – materia symetrii

Maria KRAWCZYK

„Symetria – rozumiana czy to w szerokim, czy w wąskim sensie, w zależności jak zdefiniujemy to pojęcie – jest tą ideą, za pomocą której człowiek w ciągu wieków starał się zrozumieć i ustanowić porządek, piękno i doskonałość”. Są to słowa Hermana Weyla, fizyka niemieckiego, który w 1918 roku wprowadził pojęcie *symetrii cechowania* do współczesnej fizyki. W tym samym roku Emma Noether, pracując zresztą na tym samym co Weyl wydziale Uniwersytetu w Getyndze, udowodniła twierdzenie o związkach symetrii z odpowiednimi *prawami zachowania*.

Symetria oznacza niezależność (niezmienniczość) struktury geometrycznej, układu czy wielkości fizycznej poddanych działaniu pewnych przekształceń. Może realizować się niezależnie w różnych punktach (czasoprzestrzeni), mówimy wtedy o symetrii *lokalnej* lub, gdy przekształcenia dotyczą układu jako całości, mamy do czynienia z symetrią *globalną*.

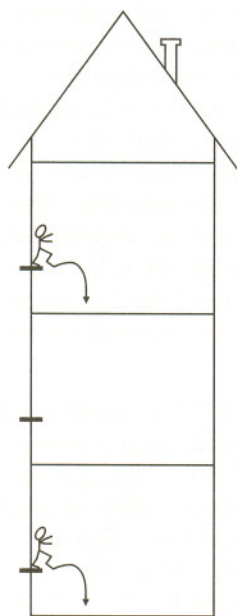
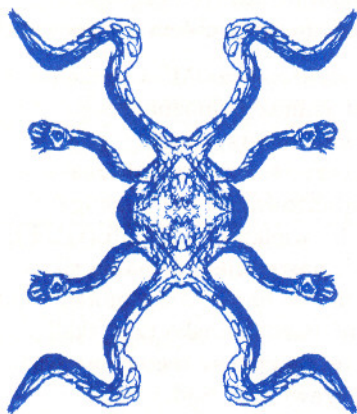
Symetria cechowania czy niezmienniczość cechowania, początkowo nazywana przez Weyla „niezmienniczością pręta pomiarowego”, wiąże się z niezależnością układu fizycznego od zmiany „skali” (wycechowania) przyrządu pomiarowego. W wersji globalnej – zmiana kalendarza czy skali temperatury, czy wreszcie położenie zerowego południka nie zmienia odstępów czasu, ciepła potrzebnego do ogrzania cieczy do wrzenia czy długości podróży. Zmiana nominału pieniędzy nie zmienia faktu, że jeden samochód jest dwa razy droższy od drugiego. Przychody i rozchody, zyski i straty przedsiębiorstwa są globalnie niezmiennicze ze względu na zmianę „miarki” ekonomicznej, jaką jest pieniądz. Wszystkie te symetrie, gdyby miały zachodzić lokalnie, byłyby nie do przyjęcia, prowadząc do chaosu.

W świetle tych przykładów trudno wyobrazić sobie, żeby jakkolwiek układ fizyczny mógł mieć niezmienniczość cechowania typu lokalnego. I rzeczywiście, taka niezmienniczość nie może się zrealizować, jeżeli w rozważanym układzie nie będzie dodatkowego czynnika, którego zmienność lokalna będzie kompensować lokalne zmiany innego elementu układu. Pojawiają się w naturalny sposób oddziaływania między elementami układu i wynikające stąd ścisłe związki między formą oddziaływania a istnieniem symetrii lokalnej.

Dzisiejszy opis sił fundamentalnych działających w mikroświecie opiera się na *zasadzie cechowania*, która wiąże niezmienniczość względem lokalnej zmiany fazy funkcji falowych *fermionów* z istnieniem odpowiedniego typu sił i odpowiednim charakterem kompensujących transformacji dla cząstek przenoszących te oddziaływania – *bozonów cechowania*. Dla oddziaływań elektromagnetycznych oznacza to związek zmiany opisu (fazy) funkcji falowej elektronu ze zmianą cechowania potencjału pola elektromagnetycznego, a w konsekwencji i cechowania fotonu – bozonu cechowania tych oddziaływań. Przekształcenia symetrii dla rozważanych oddziaływań tworzą grupę unitarną $U(1)$. Trudno przecenić znaczenie symetrii lokalnych przy opisie fundamentalnych sił.

Jak wynika z twierdzenia Noether, z każdą symetrią wiąże się zachowana wielkość fizyczna. Niezmienniczość procesów fizycznych zachodzących w określonych punktach czasoprzestrzeni (tzn. określonym miejscu i określonej chwili czasu) względem przesunięć w czasie i w przestrzeni, czy też obrotów przestrzennych, związana jest z zachowaniem energii i pędu oraz odpowiednio momentu pędu. Podobnie dla tzw. *symetrii wewnętrznych* niezmienniczość względem przekształceń symetrii implikuje zachowanie odpowiednich wielkości charakteryzujących cząstki elementarne (są to tzw. *liczby kwantowe*). I tak, zachowanie ładunku elektrycznego związane jest z symetrią $U(1)$ dla oddziaływań elektromagnetycznych, o której była mowa wyżej.

Wydawać by się mogło, że jedynie ścisła symetria ma sens – symetria jest albo jej nie ma. Jednak jeżeli na tle pewnej symetrii obserwujemy jedynie drobne odstępstwa (mówimy wtedy o *przybliżonej* symetrii), to nadal jest to użyteczne pojęcie, co więcej – odstępstwa od symetrii też muszą mieć swoje fizyczne przyczyny, a nawet swoją własną symetrię. Fizyka polega w równym stopniu na poszukiwaniu praw zachowania i symetrii, jak i odstępstw od nich.



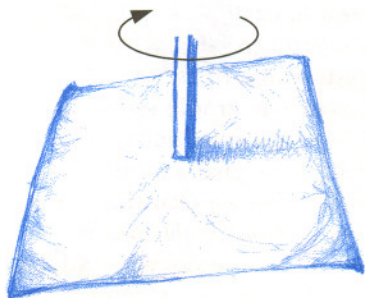
Najprostszym przykładem symetrii cechowania jest dowolność wyboru miejsca zerowego potencjału grawitacyjnego (lub elektrostatycznego). Konsekwencje skoku z okna na parterze i na drugim piętrze są takie same. Oczywiście pod warunkiem, że się skacze do wewnątrz!

Masy cząstek elementarnych

Problem mas w fizyce cząstek *elementarnych* jest jednym z centralnych tematów badawczych zarówno od strony teoretycznej, jak i doświadczalnej. Jeżeli chodzi o masy cząstek *fundamentalnych* (kwarków, leptonów, bozonów cechowania), to nie obserwujemy właściwie żadnej regularności. Można zapytać za Y. Nambu: zamiar czy pomyłka Boga? Czy brak regularności jest dowodem na brak dalszego ciągu coraz to mniejszych struktur mikroświata, czy raczej faktem świadczącym o tym, że stoją za tym oddziaływania respektujące najmniej symetrii, a może obie te przyczyny razem? Przyjrzyjmy się oddziaływaniom elektroślaby (EW od ang. *electro-weak*), które, jak się uważa, są odpowiedzialne za masy cząstek fundamentalnych.

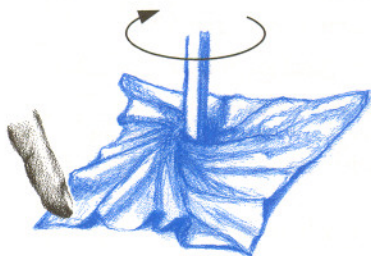
Jak wytłumaczyć przedszkolakowi różnicę między globalną a lokalną symetrią cechowania?

Wystarczy położyć serwetkę na gładkim stole. Serwetkę można obracać jako całość bez zmiany jej kształtu.



Jest to przykład **globalnej symetrii** cechowania. Wszystkie proste na serwetce tak samo zmieniają swój kierunek.

Niech teraz dziecko przytrzyma serwetkę palcem, a drugą ręką niech próbuje ją obracać.



Byłby to przykład **lokalnej symetrii** cechowania, gdyby nie pojawiające się fałdy.

Żeby serwetka miała lokalną symetrię cechowania należałoby te „fałdy” uwzględnić w opisie serwetki. W ten sposób żądanie zachowania lokalnej symetrii cechowania powoduje pojawienie się „bozonów cechowania”. Ich obecność świadczy o tym, że nawet odległe punkty serwetki coś wiedzą o sobie.

Jak widać żądanie lokalnej symetrii cechowania ma daleko dalej idące konsekwencje niż żądanie jedynie symetrii globalnej (choć same nazwy pozornie sugerują, że jest na odwrót).

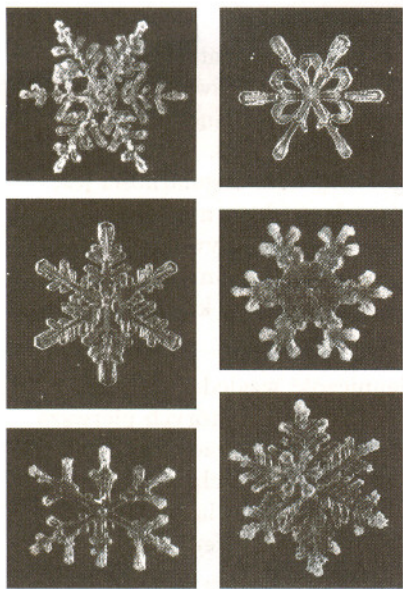
Wiemy, że oddziaływania EW wykazują niezmienniczość względem lokalnej grupy (cechowania) przekształceń unitarnych $SU(2) \times U(1)$, z których pierwsza jest grupą nieabelową (co oznacza, że wynik złożenia dwóch przekształceń zależy od kolejności wykonywania). Związane z tym bozony cechowania W^+ , W^- , Z^0 i foton muszą być zgodnie z powyższą niezmienniczością bezmasowe, podobnie jak i uczestniczące w oddziaływaniu fundamentalne fermiony – kwarki i leptoni. Człony masowe nie mogą się wprost pojawić w opisie, gdyż łamią wyjściową symetrię. Ale tu napotykaemy oczywisty kłopot – znamy masy kwarków i naładowanych leptonów oraz bozonów W^+ , W^- , Z^0 i na pewno są one różne od zera. Rozciągają się od 0,5 MeV (elektron) do 80,2 i 91,2 GeV dla bozonów W^+ , W^- , Z^0 i 175 GeV dla kwarku t. Co więcej, gdybyśmy próbowali obliczyć w teorii $SU(2) \times U(1)$ prawdopodobieństwo procesów rozpraszania bozonów cechowania na sobie, uwzględniając „na siłę” ich masy, okazałoby się, że tak otrzymane wyrażenia dla energii zderzenia rzędu 1 TeV reprezentują prawdopodobieństwa większe od 1.

Czegoś wyraźnie brakuje w naszym opisie – nie tylko członów masowych dla występujących cząstek, ale, być może, również jakichś składników fundamentalnych. Istotnie, dodanie do składu pól fundamentalnych cząstki *skalarnej*, z siłą sprzężenia do fermionów i bozonów proporcjonalną do ich mas, regularyzuje niefizyczne zachowanie obliczonych przekrojów czynnych w granicy dużych energii zderzenia (*t* Hooft i Veltman). Fakt, że te hipotetyczne obiekty sprzęgają się proporcjonalnie do mas cząstek, nasuwa myśl, iż może będzie to droga do wyjaśnienia ich widma – skoro bowiem siła oddziaływania (czytaj *stała sprzężenia*) jest proporcjonalna do masy, to odwracając rozumowanie, masa jest proporcjonalna do siły oddziaływania! Mechanizm Higgsa polega na takim właśnie sposobie „nadawania” mas, w wyniku specyficznego oddziaływania cząstek z polem skalarnym.

Autorzy modelu oddziaływań elektroślaby (Salam, Glashow, Weinberg i inni) szacując nieznaną wtedy masy pośredniczących cząstek W^+ , W^- , Z^0 na około 30 mas protonów, byli zakłopotani, że nazywają tak ciężkie obiekty cząstkami elementarnymi. Niezwykła też była idea nadania im mas, którą zaproponowali – idea *spontanicznego łamania (naruszenia) symetrii* znana w fizyce ciała stałego. Tak wprowadzone masy są zgodne z postulowanymi powyżej, niezbędnymi do konsystentnego opisu teoretycznego oddziaływań. Warto raz jeszcze podkreślić, że żadna standardowa w kwantowej teorii pola metoda uwzględnienia tych mas nie wchodzi w grę, jeśli chcemy zachować lokalną niezmienniczość cechowania, na której oparty jest tzw. model standardowy fizyki cząstek elementarnych (potwierdzany doświadczalnie z coraz większą precyzją).

Ukryta symetria

Spontaniczne łamanie symetrii realizuje się, gdy stan układu nie przejawia symetrii stojących za nim teorii (równań). Oznacza to na ogół, że stany są zdegenerowane i jedynie ich pełny zbiór (multiplet) reprezentuje wyjściową symetrię (Nambu). Jeżeli tego typu rozwiązania (stany) są energetycznie korzystne, to do nich właśnie będzie dążył układ fizyczny. Obserwując stany fizyczne, nie zawsze można rozpoznać symetrię układu – dlatego też nazwa *ukryta symetria* lepiej oddaje sens rozpatrywanego zjawiska niż spontaniczne łamanie (naruszenie) symetrii.



Symetria jest synonimem piękna. Ale dopiero spontanicznie złamana symetria jest naprawdę piękna!

Najbardziej znanym przykładem układu ze spontanicznie złamaną symetrią jest ferromagnetyk, w którym, jak wykazał Heisenberg w 1928 r., oddziaływanie elementarnych dipoli magnetycznych nie zależy od kierunku. Jednak poniżej temperatury Curie następuje spontaniczny podział ferromagnetyka na obszary (domeny), w których dipole ustawione są w określonym kierunku.

Nadprzewodnictwo, czyli zjawisko znikania w niektórych materiałach oporu elektrycznego w niskich temperaturach, w rzeczywistości jest spontanicznym łamaniem symetrii cechowania oddziaływań elektromagnetycznych. Nambu, a następnie Goldstone zajmowali się tymi zagadnieniami i chcieli te idee odnieść do świata cząstek elementarnych. Goldstone próbując wyjaśnić różnicę mas elektronu i mionu, cząstek poza tym identycznych, czyli obserwowaną w przyrodzie asymetrię, założył mechanizm spontanicznego łamania symetrii. Rozważał on pewien model z globalną symetrią cechowania i postulował istnienie pola (skalarne) wypełniającego całą przestrzeń, źródło spontanicznej asymetrii, które przez oddziaływanie z cząstkami bezmasowymi nadaje im masę. Cząstka zyskuje masę (jeśli tak można powiedzieć – „nabiera masy”) tak, jak bibuła wciąga atrament (przykład Veltmana). Jak się okazało, w tym podejściu pojawia się neutralna i bezmasowa cząstka (*skalar Goldstone'a*, a właściwie *skalar Nambu–Goldstone'a*), co nie jest do zaakceptowania, gdyż takie bezmasowe cząstki miałyby długozasięgowe oddziaływanie, nieobserwowane w rzeczywistości.

Mechanizm Higgsa

Weinberg był entuzjastą idei spontanicznie łamanych teorii kwantowych, m.in. dlatego, że otwierała ona możliwość istnienia wielu głębszych, ukrytych (a więc do odkrycia!) symetrii. Ale z drugiej strony bezmasowe cząstki Goldstone'a, pojawiające się przy łamaniu symetrii cechowania, nie występują w przyrodzie i trudno było wyjść z impasu przy próbach pogodzenia obu tych idei.

Pierwszy krok na drodze ku pełnej teorii uczynił Schwinger, który zauważył, że łamanie symetrii cechowania typu lokalnego i globalnego to są różne rzeczy i nie zawsze bozon Goldstone'a musi towarzyszyć spontanicznemu łamaniu symetrii. Następny krok uczynił Anderson (zajmujący się fizyką ciała stałego), który wskazał, że nadprzewodnictwo jest przykładem złamanej symetrii, w której nie pojawia się dodatkowa cząstka bezmasowa. Możliwe jest, pisał, że w innych lokalnie symetrycznych teoriach z cechowaniem też jej nie będzie. Niestety, ten kluczowy wynik pozostał nieznanym środowisku fizyków cząstek elementarnych. Wiele osób pracowało niezależnie nad tymi ideami, jak Nambu, Jona-Lasino, wśród nich fizycy ciała stałego, tak jak Brout i Englert. Właściwie to ci ostatni, jako pierwsi (*Physical Review Letters* 13, 1964, 321), przedstawili pełny opis mechanizmu spontanicznego łamania symetrii dla teorii z cechowaniem lokalnym, ale ich prace nie zostały zauważone. Dlatego też zastosowanie mechanizmu spontanicznego łamania symetrii do lokalnych teorii cechowania przypisywane jest Higgswi, którego wyniki, opublikowane tylko kilka tygodni później, jakoś się przebiły (mimo że Higgs miał kłopot z opublikowaniem ich w *Physics Letters*, jako nieistotnych dla fizyki cząstek elementarnych!).

Połączenie lokalnej symetrii cechowania i spontanicznego łamania symetrii doprowadziło w końcu do uzyskania spójnego obrazu oddziaływań EW, w którym nieobserwowane bezmasowe bozony cechowania po sklejeniu z „niefizycznymi” bezmasowymi skalarami Goldstone'a reprezentują obserwowane masywne bozony wektorowe W^+ , W^- i Z^0 . Widać, że mechanizm Higgsa spełnia swoje zadanie. Dodatkowo przewiduje on istnienie neutralnej, skalarnej cząstki o niezerowej masie – *cząstki Higgsa*. Teoria EW tak skonstruowana ma dobrą strukturę teoretyczną – jest oparta na lokalnej symetrii cechowania, jest renormalizowalna i przewiduje, że znakomitą zgodnością z doświadczeniem, masy bozonów cechowania – i nie tylko. Niestety, masa cząstki Higgsa jest wolnym parametrem teorii.

Poszukiwania cząstki Higgsa trwają, a obszerne opracowanie naukowe na ten temat nie bez przyczyny nosi tytuł: *The Higgs Hunter Guide*.



Przy opracowaniu korzystałam z następujących źródeł:

- Y. Nambu, *A matter of symmetry*, The Scientific American, May/June 1992, str. 37,
- P.W. Anderson, *A Career in Theoretical Physics*, World Scientific, 1994,
- R.P. Crease, C.C. Mann, *The second creation. Makers of the revolution in twentieth-century physics*, Collider Books, Macmillian Publishing Company, New York, 1986,
- M.J.G. Veltman, *The Higgs Boson*, The Scientific American, November 1986, str. 88.

Poszukiwani młodzi łowcy i łowczynie higgosa na ekscytujący sezon łowiecki 2005



Wysokie Nagrody!*

Chętnym maturzystom Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego oferuje pięcioletnie studia magisterskie.

Szczegółowych informacji o studiach udziela Dziekanat
02-681 Warszawa, ul. Hoża 69, tel (022) 621 97 75
e-mail: dziekfiz@fuw.edu.pl
<http://info.fuw.edu.pl/~ajduk/kand/index.htm>

Psychozabawa

Rysunek na pierwszej stronie okładki przedstawia symulację jednego przecięcia wiązek w LHC (patrz art. „Polowanie na higgosa”).

Wśród kilkunastu oddziaływań proton-proton ukrywa się rozpad cząstki higgosa na 4 miony. Sprawdź, jak szybko potrafisz odnaleźć te 4 energetyczne (czyli prawie prostoliniowe) ślady. Rozwiązanie na str. 24.

Uwaga!

Dla najlepszych mamy miejsca na studiach doktoranckich w Zakładzie Teorii Cząstek i Oddziaływań Elementarnych Instytutu Fizyki Teoretycznej UW,

w Zakładzie Cząstek i Oddziaływań Fundamentalnych Instytutu Fizyki Doświadczalnej UW

oraz w Zakładzie Fizyki Wielkich Energii Instytutu Problemów Jądrowych im. Andrzeja Sołtana.

*<http://www.nobel.se/>



Zadania

Redaguje Łukasz WIECHECKI

M 916. Wykazać, że na płaszczyźnie \mathbb{R}^2 nie istnieje trójkąt równoboczny o wierzchołkach, których wszystkie współrzędne są wymierne.
Rozwiązanie na str. 7

M 917. Czy w przestrzeni \mathbb{R}^3 istnieje sześciokąt foremny, którego wierzchołki są punktami kratowymi (tzn. o współrzędnych całkowitych)?
Rozwiązanie na str. 24

M 918. Wykazać, że dla $n > 6$ nie istnieje w przestrzeni \mathbb{R}^3 n -kąt foremny o wierzchołkach w punktach kratowych.
Rozwiązanie na str. 24

fermiony – cząstki materii

$$\text{spin } \frac{1}{2} \hbar$$

		kwarki q		leptony	
		górne ładunek elektryczny $+\frac{2}{3}$	dolne ładunek elektryczny $-\frac{1}{3}$	neutralne ładunek elektryczny 0	naładowane ładunek elektryczny -1
pierwsze pokolenie		u górny up $m_u \approx 2,7 \text{ MeV}/c^2$	d dolny down $m_d \approx 5 \text{ MeV}/c^2$	ν_e neutrino elektronowe $m_{\nu_e} < 15 \text{ eV}/c^2$	e elektron $m_e = 511 \text{ keV}/c^2$
	drugie pokolenie	c powabny charm $m_c \approx 1,2 \text{ GeV}/c^2$	s dziwny strange $m_s \approx 100 \text{ MeV}/c^2$	ν_μ neutrino mionowe $m_{\nu_\mu} < 170 \text{ keV}/c^2$	μ mion $m_\mu = 106 \text{ MeV}/c^2$
trzecie pokolenie		t top $m_t = 174 \text{ GeV}/c^2$	b piękny beauty $m_b \approx 4,2 \text{ GeV}/c^2$	ν_τ neutrino taonowe $m_{\nu_\tau} < 18 \text{ MeV}/c^2$	τ taon $m_\tau = 1,777 \text{ GeV}/c^2$

- ⊙ Każdy fermion f ma odpowiadającą mu antycząstkę \bar{f} .
- ⊙ Stabilną materię tworzą jedynie fermiony pierwszego pokolenia.
- ⊙ Kwarków jest trzy razy więcej niż leptonów, gdyż każdy kwark występuje w trzech „kolorach”, czyli w trzech rodzajach ładunku oddziaływań silnych.
- ⊙ Kwarki występują tylko w „białych” stanach związanych (neutralnych ze względu na ładunek „kolorowy” oddziaływań silnych).
Wyjątkiem jest kwark top, który rozpada się, zanim zdąży się związać z innym kwarkiem.

oddziaływań Fundamentalnych

bozon Higgsa spin 0

H higgs

Zwierzyzna łowna.
Nie wiadomo, czy istnieje.
Intensywnie poszukiwany.
Byłby pozostałością
po mechanizmie Higgsa
nadającym masy bozonom
pośredniczącym.

bozony pośredniczące – nośniki oddziaływań spin 1 \hbar

elektromagnetyzm	γ foton $m_\gamma = 0$ trwały grupa cechowania U(1) pozostała po naruszeniu $U(1)_Y \times SU(2)$ zasięg ∞	światło elektronika chemia życie	oddziaływania elektrosłabe grupa cechowania $U(1)_Y \times SU(2)$
oddziaływania słabe	W^+ W^- $m_W = 80,4 \text{ GeV}/c^2$ Z^0 $m_Z = 91,2 \text{ GeV}/c^2$ zasięg $\sim 10^{-18} \text{ m}$	naładowane bozony pośredniczące umożliwiają rozpady cięższych fermionów na lżejsze Z^0 jest ciężkim bratem fotonu	
oddziaływania silne	g gluon $m_g = 0$ występuje w 8 odmianach gluony tworzą oktet grupy $SU(3)_C$ zasięg $\sim 10^{-15} \text{ m}$	zapewniają wiązanie kwarków w „białe” hadrony: bariony $q_1 q_2 q_3$, antybariony $\bar{q}_1 \bar{q}_2 \bar{q}_3$ i mezony $q_1 \bar{q}_2$ dzięki nim istnieją stabilne jądra atomowe zbudowane z protonów uud i neutronów udd	grupa cechowania $SU(3)_C$



Instytut Problemów Jądrowych im. Andrzeja Sołtana

proceeds basic research in the field of subatomic physics in cooperation with leading scientific centers in the world.

We are engaged in nuclear physics, elementary particle physics, nuclear physics and plasma physics, as well as the application of nuclear physics methods and production of appropriate devices for various branches of science and economy with special regard for medicine.

The main headquarters of the Institute is the center in Świerku near Otwock. There are six scientific centers and the Nuclear Apparatus Laboratory (producer of nuclear accelerators for medical purposes). In Warsaw at ul. Hożej 69 (see page 11), on the territory of the Physics Department of the University of Warsaw, there are three centers, and in Łódź at ul. Uniwersyteckiej 5 – one.

The Institute also carries out educational activity in the form of its own doctoral studies, in cooperation with the Physics Department of the University of Warsaw and through excursions for educational purposes, i.e. non-typical lessons in physics organized for students and other interested parties.

Andrzej Sołtan

physicist, specialist in the field of nuclear physics, professor of the University of Warsaw, member of the Polish Academy of Sciences, in 1955-59 organizer of the Institute of Nuclear Problems in Świerku



widok Świerku z lotu ptaka

Szczegółowych informacji udziela Dział Szkolenia i Doradztwa IPJ

05-400 Otwock Świerk

Tel. (022) 718 0612, (022) 718 0571,

fax (022) 779 3481

<http://www.ipj.gov.pl>



Zadania

Redaguje Ewa CZUCHRY

F 523. Mezon K^0 rozpada się na dwa naładowane mezony π . Energia każdego z powstałych mezonów jest 1,77 razy większa od ich energii spoczynkowej. Zakładając, że mezon K^0 był początkowo w spoczynku, a jego masa wynosi $965 m_0$, gdzie m_0 to masa elektronu, znaleźć masę utworzonych mezonów π . Rozwiązanie na str. 7

F 524. Natężenie prądu jonowego wiązki cząstek α wyprowadzanej z cyklotronu wynosi $15 \mu A$. Ile razy więcej cząstek α emituje cyklotron, niż 1 gram radu? Czas połowicznego rozpadu radu to 1590 lat. Rozwiązanie na str. 7

Polowanie na higgsa

Grzegorz WROCHNA

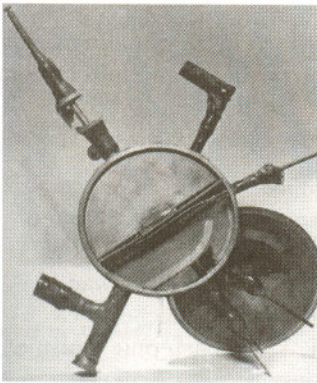
Akceleratory liniowe, kołowe i ... naturalne

W fizyce cząstek potrzebne są coraz większe energie. Do ich uzyskania potrzebne są coraz potężniejsze akceleratory, czyli urządzenia przyspieszające cząstki naładowane.

Najpierw wykorzystywano naturalne źródła cząstek, a więc radioaktywność α (margines na str. 2) i promieniowanie kosmiczne, dzięki któremu odkryto m.in. pozyton (1933, odkrycie antymaterii), mion (1993), pion (1947) i kaon (1947).

Jednak w 1932 roku John Cockcroft i Ernest Walton **rozbili atom litu** już za pomocą **liniowego akceleratora** przyspieszającego protony do energii 800 keV.

W tym samym czasie Ernest Orlando Lawrence zbudował pierwszy **cyklotron**,



w którym protony, zakręcając w polu magnetycznym jak na karuzeli, mogły być wielokrotnie przyspieszane przez stosunkowo słabe pole elektryczne i dzięki temu uzyskiwać jeszcze większe energie.

Współcześnie cząstki rozpędzane są na biegnącej w rurze akceleratora fali elektromagnetycznej jak surfiści na falach oceanu. Najwyższe energie uzyskuje się kierując dwie wiązki naprzeciw siebie w tzw. zderzaczach. Choć trudne technicznie, jest to niezwykle opłacalne, gdyż istotna jest energia w układzie środka masy, która jest proporcjonalna do średniej geometrycznej energii zderzanych obiektów.

Z tego względu nawet największe energie promieniowania kosmicznego rzędu 10^{20} eV wyzwalają w zderzeniu z protonem energię zaledwie 2 rzędy wielkości większą niż będzie dostępna w LHC. A ponieważ zderzenia protonów w LHC będą zachodzić tysiąc bilionów razy częściej, więc nie należy spodziewać się, aby badania akceleratorowe można było zastąpić wykorzystywaniem promieniowania kosmicznego.

Można je jednak w ten sposób uzupełnić. Nie wiemy jeszcze, skąd biorą się cząstki rozpędzone do tak fantastycznych energii. Jednym z najbardziej znanych przedsięwzięć w tej dziedzinie jest Projekt Auger, który zakłada budowę olbrzymich zestawów detektorów rejestrujących rozwój lawin cząstek wywołanych w atmosferze przez promieniowanie kosmiczne o największych energiach.

Monumentalnym osiągnięciem fizyki cząstek XX w. jest tzw. *Model Standardowy*, który opisuje strukturę materii i jej oddziaływania na najgłębszym, znanym nam poziomie. Został on potwierdzony eksperymentalnie na wiele sposobów z wielką dokładnością. Postawił jednak przed nami nowe zagadki. Przede wszystkim tzw. cząstka Higgosa związana z mechanizmem potrzebnym, aby inne cząstki w ogóle mogły mieć masę, nie została jak dotąd zaobserwowana. Sam zaś model ma ponad 20 parametrów, których wartości nie da się w jego obrębie obliczyć i trzeba je włożyć „z zewnątrz”, np. mierząc doświadczalnie. Sugeruje to, że być może Model Standardowy jest jedynie przybliżeniem jakiejś bardziej podstawowej i bardziej ogólnej teorii, a znane nam dziś cząstki elementarne, to jedynie część znacznie bogatszego królestwa.

W tej sytuacji rysuje się jasno następująca strategia badawcza:

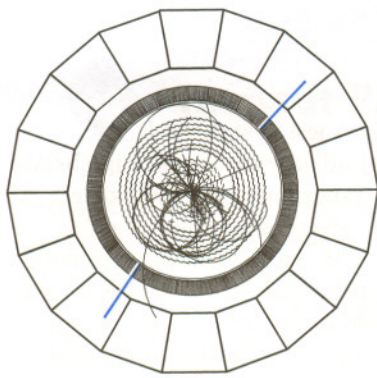
- konieczne jest sprawdzanie konsystencji Modelu Standardowego w poszukiwaniu odchyłeń od jego przewidywań (patrz *Delta* 1/2000),
- poszukiwanie nowych efektów i cząstek przewidywanych przez rozszerzenia Modelu Standardowego;
- w szczególności należy znaleźć higgosa lub wykluczyć jego istnienie w dopuszczalnym przez teorię obszarze.

Realizację tej strategii pokażemy na przykładzie polowania na higgosa. Żeby go móc zaobserwować, trzeba go najpierw wytworzyć. Okazuje się, że najefektywniej (najtaniej i najszybciej) można to zrobić zderzając protony rozpędzone do olbrzymich energii. Jak dużych? Przewiduje się, że higgs ma masę M_H pomiędzy 100 a 1000 GeV. Przy tak wielkich energiach nie można już mówić o zderzaniu całych protonów. Zderzają się ich składniki: kwarki i gluony. Jeden kwark niesie średnio jedynie 10–20% energii całego protonu. Protonom trzeba więc nadać energię rzędu kilku TeV. To marnotrawstwo ma jednak swoje zalety. Gdyby nowe cząstki miały powstawać z całej energii niesionej przez cząstki zderzane, musielibyśmy ją nastroić dokładnie na masę potrzebną do wytworzenia poszukiwanych obiektów. Tej jednak nie znamy! Czekaloby nas więc żmudne przeczesywanie szerokiego zakresu energii, trudne do zrealizowania w praktyce. Tymczasem statystyczny rozkład energii w protonie między kwarki i gluony automatycznie zapewnia takie przeczesywanie. Problem tylko w tym, że niezbyt często zdarza się, żeby zderzające się kwarki miały akurat potrzebną nam energię i dobrze w siebie wycelowały. Przewidujemy, że jeżeli będziemy zderzać protony o energii 7 TeV, to higgs wytworzy się w jednym zderzeniu na 10^9 dla $M_H = 100$ GeV, a raz na 10^{12} dla $M_H = 1$ TeV. Higgs to bardzo rzadkie zwierzę.

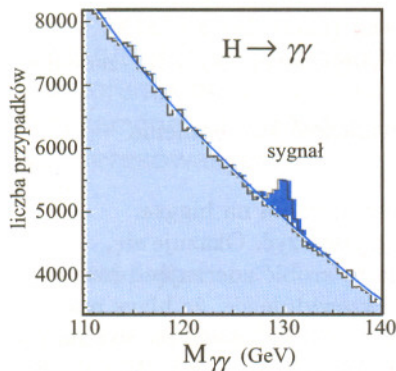
Maszynę do produkcji higgsów konstruuje się obecnie w laboratorium CERN pod Genewą. Dosłownie „pod”, jako że będzie ona umieszczona w istniejącym już tunelu o obwodzie 27 km przypominającym tunel metra. LHC, czyli Wielki Zderzacz Hadronów (ang. *Large Hadron Collider*) to akcelerator, w którym protony rozpędzane będą do energii 7 TeV. Co 25 ns dojdzie do przecięcia się dwóch przeciwbieżnych paczek (po 10^{11} protonów w każdej), w którym zajdzie 10–20 zderzeń proton-proton. Oznacza to prawie miliard zderzeń na sekundę, a więc 1–1000 higgsów na godzinę. Całkiem niezła fabryka.

A jak zaobserwować higgosa? Jest to zwierzę nie dość, że rzadkie, to jeszcze bardzo płochliwe. Pojawia się na czas tak krótki, iż nie zdąży nawet opuścić obszaru przekrywania zderzających się protonów! Natychmiast znika, rozpadając się na inne cząstki. Nie możemy więc nawet marzyć o bezpośredniej obserwacji. Musimy się zadowolić rozpoznaniem jego bytności po tym, co po sobie pozostawił. To stary myśliwski sposób.

Ale co pozostawia po sobie higgs? Najczęściej kwarki b. Tych jest jednak więcej niż liści w lesie, jako że LHC produkuje ich 5 milionów na sekundę. W ten



Symulacja rozpadu higgsa na dwa fotony, widoczne jako duże depozyty energii w kalorymetrze elektromagnetycznym.



Rozkład masy dwóch fotonów. Na tle przypadkowych par fotonów widoczny jest pik pochodzący od higgsa.

Komora pęcherzykowa w kuchni. W kuchence mikrofalowej ogrzewamy wodę w szklanym dzbanku. Gdy zaczynają pojawiać się pierwsze duże bąble pary, dzbanek wyjmujemy z kuchenki. Do dzbanka szybko wrzucamy torebkę herbaty ekspresowej. Nagle woda zaczyna gwałtownie wrzeć. Uwaga! Gwałtownie wrząca woda wylewa się z dzbanka i może nas poparzyć! W kuchence mikrofalowej woda ogrzewana jest równomiernie w całej objętości (w przeciwieństwie do np. czajnika na palniku gazowym) i wrzenie „nie ma od czego się zacząć”. Temperatura wody przekracza 100°C. Jest to tzw. ciecz przegrzana. Torebka herbaty spełnia rolę „cząstki elementarnej”. Nierówności jej powierzchni stają się centrami, wokół których rozpoczyna się wrzenie przegrzanej cieczy.

sposób higgsa raczej nie rozpoznamy. Musimy rozejrzeć się za rzadszymi pozostałościami. Okazuje się, że lżejszego higgsa najlepiej wyróżnia rozpad na dwa fotony, cięższego zaś – na dwa bozony Z^0 , z których każdy rozpada się z kolei na parę e^+e^- lub $\mu^+\mu^-$. Takie rozpady zdarzają się jednak średnio raz na 100–1000 higgsów, możemy ich więc zaobserwować tylko 1–100 dziennie. To i tak niezły wynik. Trzeba się tylko postarać, aby ich nie przegapić i odróżnić higgsowe pary fotonów czy mionów od cząstek pochodzących z innych źródeł.

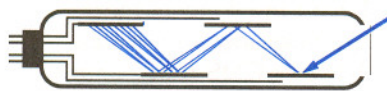
Aby odróżnić higgsowe fotony od innych wykorzystujemy fakt, że higgs ma określoną masę, choć nie musimy wiedzieć z góry jaką. Ponieważ nie wiemy *a priori*, które z fotonów pochodzą z higgsa, rozpatrujemy wszystkie możliwe kombinacje. Dla każdej pary obliczamy z zasad zachowania energii i pędu masę cząstki, z której mogłyby one powstać. Fotony z różnych źródeł dadzą wynik przypadkowy, te zaś z higgsa zgrupują się wokół jednej wartości. Jeśli sporządzimy wykres rozkładu masy, to na kombinatorycznym tle zobaczymy wyraźny pik. W ten sposób nie tylko stwierdzimy istnienie higgsa, ale także zmierzmy jego masę.

Tak więc, aby upolować higgsa, musimy umieć rozpoznawać różne rodzaje cząstek oraz mierzyć ich energie i pędy. Łatwo powiedzieć, trudniej zrobić. Nie zapominajmy, że chodzi przecież o zarejestrowanie pojedynczej cząstki elementarnej! Warunkiem koniecznym jest, by cząstka żyła na tyle długo, aby przelecieć w detektorze choćby kilkanaście centymetrów. Bezpośrednio możemy więc obserwować jedynie cząstki takie jak γ , e^\pm , p^\pm , n , μ^\pm , π^\pm , K^\pm , K_L^0 . Wszystkie inne, podobnie jak higgsa, rekonstruujemy z produktów ich rozpadów.

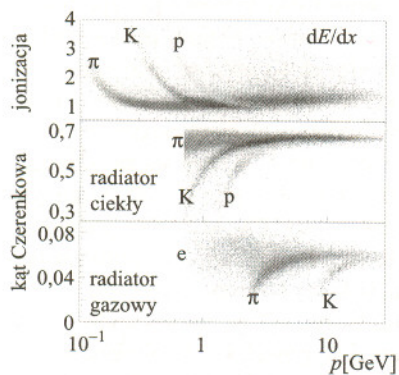
Cząstka naładowana przechodząc przez materię manifestuje swoją obecność przez jonizację ośrodka lub emisję fotonów. **Jonizacja** polega na wybijaniu elektronów z atomów ośrodka. W półprzewodnikach przechodząca cząstka może tworzyć pary elektron-dziura. **Emisję fotonów** mogą powodować różne mechanizmy. **Scyntylacja** polega na tym, że cząstka przechodząca przez niektóre substancje (np. NaI) pobudza atomy, które następnie emitują światło (fotony). **Promieniowanie Czerenkowa** jest wysyłane przez cząstkę poruszającą się w ośrodku szybciej niż światło (w tymże ośrodku, a nie w próżni, czego zabrania teoria względności). Taka cząstka wysyła fotony w charakterystycznym stożku przypominającym falę uderzeniową naddźwiękowego samolotu. **Promieniowanie przejścia** jest emitowane przez cząstkę na granicy dwóch ośrodków, a **promieniowanie hamowania** – przez cząstkę zwalnającą w ośrodku. Wykorzystując te zjawiska konstruuje się rozmaite rodzaje detektorów.

Olbrzymią rolę w historii fizyki cząstek odegrały **detektory wizualne**. Najprostszym z nich jest **emulsja fotograficzna**, w której jonizacja powoduje zaciemnienie wzdłuż toru cząstki. **Komora mgłowa (Wilsona)** zawiera przechłodzony gaz, w którym na zjonizowanych centrach kondensują się krople tworzące obraz toru cząstki, który może być np. sfotografowany. Podobnie działa **komora pęcherzykowa**, gdzie w przegrzanej cieczy (np. ciekły wodór) wzdłuż toru cząstki tworzą się pęcherzyki gazu. W latach 60. analiza takiego zdjęcia wymagała ręcznego pomiaru współrzędnych wielu punktów na torze każdej cząstki. Gigantycznym nakładem pracy można było przeanalizować około 10 000 zdjęć z trwającego kilka lat eksperymentu. Przełomowym momentem było wynalezienie w 1968 r. **komory wielodrutowej**. Detektor ten umożliwił całkowicie automatyczną, elektroniczną rejestrację oddziaływań cząstek. Pozwoliło to na pełną, komputerową ich analizę, co dało możliwość przebadania milionów interesujących przypadków z jednego eksperymentu. Jej wynalazca Georges Charpak został w 1992 r. uhonorowany Nagrodą Nobla.

Komora wielodrutowa należy do szerokiej rodziny **detektorów gazowych**. W tego typu detektorach cząstka jonizuje gaz między dwiema elektrodami o wysokim napięciu, co powoduje wyładowanie dające rejestrowalny impuls elektryczny. Rozkład przestrzenny i czasowy impulsów pozwala określić, którądy przeszła cząstka, z dokładnością rzędu od 100 μm do 1 mm.



Fotopowielacz to bańka próżniowa zawierająca zespół specjalnie ukształtowanych elektrod. Padający foton wybija z pierwszej elektrody elektron, który po przyspieszeniu w polu elektrycznym wybija kilka elektronów z drugiej elektrody. Każdy z wybitych elektronów jest znowu przyspieszany i wybija kilka nowych elektronów z następnej elektrody. Proces „powielania elektronów” jest kontynuowany aż do uzyskania mierzalnego prądu na ostatniej elektrodzie. **Fotodioda** to urządzenie półprzewodnikowe. Padający foton wytwarza nośniki (elektrony i dziury) umożliwiające przepływ prądu w kierunku zaporowym.



Pomiar prędkości zazwyczaj służy identyfikacji cząstek, gdyż znając prędkość i pęd, możemy wyznaczyć masę. Możliwy jest tylko dla cząstek o niezbyt dużej energii, poruszających się z prędkością istotnie mniejszą niż prędkość światła w próżni c . Prędkość cząstki v możemy wyznaczyć mierząc czas przelotu $\Delta t = d/v$ między dwoma licznikami odległymi o d . Możemy też zmierzyć kąt θ stożka promieniowania Czerenkowa i obliczyć prędkość ze wzoru $\sin \theta = v_c/v$, gdzie v_c to prędkość światła w danym ośrodku, lub wykorzystać zależność jonizacji ośrodka dE/dx od prędkości. Na zamieszczonym rysunku łatwo można zauważyć pasma odpowiadające różnym cząstkom. Jak widać, użyte metody uzupełniają się, gdyż każda jest czuła w innym zakresie pędu.

Droższe, ale bardziej precyzyjne są **detektory półprzewodnikowe**, w których cząstka przechodząca przez krzem lub arsenek galu tworzy pary elektron-dziura. Powoduje to przepływ rejestrowalnego prądu. W zależności od kształtu elektrod odczytowych wyróżniamy **detektory mikropaskowe** z elektrodami w kształcie pasków o szerokości rzędu 100 μm i długości rzędu 10 cm, oraz **detektory mozaikowe** (ang. *pixel detectors*), gdzie elektrody mają kształt prostokątów o bokach rzędu 100 μm .

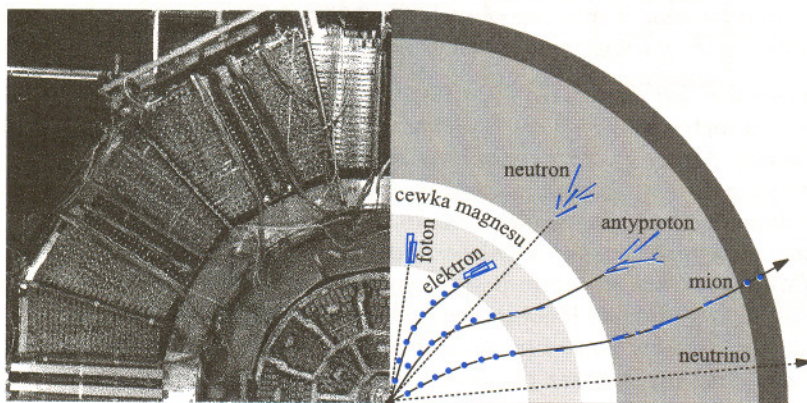
Odrębną rodzinę stanowią **detektory optyczne**. Detektor optyczny składa się z przezroczystego ośrodka i elementu światłoczułego. Przechodząca przez ośrodek cząstka powoduje scyntylację, emisję promieniowania Czerenkowa lub promieniowania przejścia. Elementem światłoczułym jest zwykle fotopowielacz lub fotodioda.

Mając w zanadru cały arsenał rozmaitych detektorów (a wymienione powyżej to jedynie skromna część uzbrojenia współczesnej fizyki) zastanówmy się teraz, co nimi można zmierzyć.

Pomiaru pędu dokonujemy wyznaczając promień krzywizny toru cząstki w polu magnetycznym: $R = p/(0,3B)$, gdzie promień R wyrażamy w metrach, pęd p w GeV, a pole magnetyczne B w teslach. Tor może być zaobserwowany bezpośrednio w emulsji fotograficznej, komorze mgłowej lub pęcherzykowej. Może też być wyznaczony przez szereg punktów zmierzonych detektorem mikropaskowym, mozaikowym lub komorą drutową.

Pomiar energii wykorzystuje fakt, że elektron i foton „grzezną” w materii wywołując krótką kaskadę elektromagnetyczną: pierwotny elektron emituje foton, który zamienia się w parę e^+e^- , te z kolei znowu emitują fotony tworzące kolejne pary e^+e^- itd. aż do wyczerpania energii. Hadrony (p , n , π^\pm , K^\pm , K^0) wywołują kaskadę hadronową: pierwotny hadron rozbija jądro jednego z atomów ośrodka, wybite neutrony i protony rozbijają kolejne jądra itd. Liczba cząstek w kaskadzie jest proporcjonalna do energii cząstki pierwotnej. Do jej zmierzenia może służyć scyntylator z fotopowielaczem lub fotodiudą czy komora proporcjonalna. Zespół takich detektorów mierzący energię nazywamy kalorymetrem.

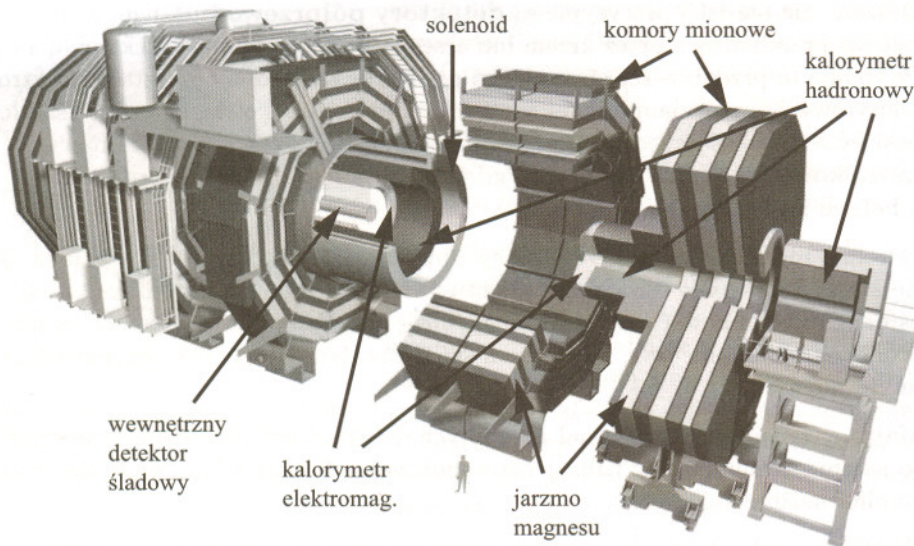
Umiemy już zmierzyć pędy i energie cząstek. Zobaczmy teraz, jak cząstki można odróżnić. Wykorzystujemy do tego fakt, że różne cząstki różnie oddziałują z materią. Cząstka naładowana pozostawia ślad rejestrowalny w detektorach wizualnych, gazowych lub półprzewodnikowych. Elektron i foton wywołują kaskadę elektromagnetyczną, hadrony zaś (p , n , π^\pm , K^\pm , K^0) – hadronową. Znak cząstki naładowanej określamy z kierunku zakrzywienia toru w polu magnetycznym. Obecność takich cząstek jak neutrino można rozpoznać jedynie po „brakującej energii” – pozornym złamaniu zasady zachowania, jako że energia wynoszona z detektora przez neutrino nie jest w żaden sposób rejestrowana.



Współczesny detektor uniwersalny składa się więc zwykle z czterech części (licząc od środka):

- wewnętrznego detektora śladowego (ang. *tracker*),
- kalorymetru elektromagnetycznego,
- kalorymetru hadronowego,
- zewnętrznego detektora śladowego (detektor mionowy).

Części te i ich funkcje przedstawione są obok na schematycznym rysunku. Można je też odnaleźć na zdjęciu detektora ALEPH zrobionym w czasie jego montażu.



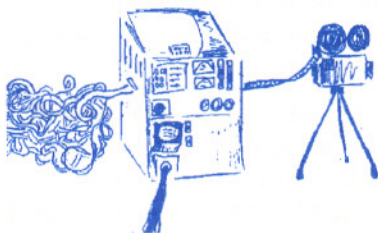
Liczba kanałów elektroniki pomiarowej w poszczególnych częściach detektora CMS.

wewnętrzny detektor śladowy	96 000 000
kalorymetry	650 000
detektor mionowy	1 000 000

W ciągu roku eksperyment CMS zaobserwuje ok. 10^{16} zderzeń proton-proton. Wśród nich być może znajdzie się ok. 100 interesujących nas rozpadów higgsa. Musimy więc wyszukać 1 higgsa wśród 10^{14} zderzeń. Porównajmy to do szukania igły w stogu siana. Załóżmy, że przeciętna igła ma 5 mm^3 , a przeciętny stóg 50 m^3 . Tak więc $\frac{\text{igła}}{\text{stóg}} = \frac{1}{10^{10}}$. Zatem szukanie higgsa jest równie trudne jak szukanie igły w 10 000 stogów siana.



W ciągu 25 ns miony biegnące z prędkością bliską prędkości światła przebiegną jedynie ok. 7 m. Nie zdążą więc nawet opuścić detektora, zanim zajdzie następne zderzenie.



Innym przykładem może być pokazany na rysunku detektor CMS (ang. *Compact Muon Solenoid*), który będzie jednym z dwóch detektorów uniwersalnych rejestrujących zderzenia w LHC.

A jak dokonujemy samego pomiaru? Zależnie od rodzaju detektora rejestrujemy samo pojawienie się sygnału, mierzymy czas przelotu cząstki lub dryfu elektronów, powstały ładunek lub prąd. Zmierzone wartości przekształcamy do postaci cyfrowej. Po wstępnej kompresji typowy przypadek (przecięcie wiązek protonów)

w detektorze CMS zajmuje około 1 MB. Wydaje się, że to niezbyt wiele, ale takich przypadków zachodzi 40 mln/s. Daje to strumień danych 40 TB/s – dziś niemożliwy do zapisania na żadnym nośniku. Projektując system odczytu detektora CMS założono jedynie 100 MB/s. Ta skromna liczba oznacza jednak 10 TB dziennie i ok. 1 PB (petabajt) rocznie! Trudno sobie wyobrazić magazyn, w którym będą przechowywane te dane. Z drugiej strony 100 MB/s to jedynie 100 przypadków na sekundę. To jednak w zupełności wystarczy do upolowania wszystkich interesujących nas higgsów. Problem w tym, że przed naszymi elektronicznymi oczami przebiegać będzie 40 mln przypadków na sekundę, a my możemy nacisnąć spust jedynie 100 razy! Jak uzyskać pewność, że naciśniemy go we właściwym momencie? Oczywiście, będąc przyjaciółmi zwierząt mamy na myśli spust migawki aparatu fotograficznego. Żeby analogia była bliższa, wyobraźmy sobie, że jest to aparat cyfrowy o bardzo wysokiej rozdzielczości. Gdybyśmy fotografowali każde przebiegające zwierzę, to błyskawicznie zapełnilibyśmy całą pamięć tracąc szansę na zaobserwowanie prawdziwego higgsa. Musimy więc dokonywać wyboru i fotografować jedynie te zwierzęta, które choć trochę przypominają higgsa.

W rzeczywistym eksperymencie wyboru dokonuje system wyzwalania zwany **trygerem** od ang. *trigger*, co właśnie oznacza „spust”. Czasu na decyzję jest niewiele, gdyż zderzenia zachodzą co 25 ns. To zdecydowanie za mało, żeby rozpoznać cząstki, pomierzyć ich pędy i zrekonstruować cały przypadek. A jednak udało się znaleźć rozwiązanie. Wyobraźmy sobie, że roztawiamy w lesie kamery filmowe, z których każda ma wprowadzić ograniczone pole widzenia i słabą zdolność rozdzielczą, ale za to potrafi zarejestrować wszystkie zwierzęta, bo klatki filmu przesuwają się właśnie co 25 ns. Problem w tym, że wywołanie zajmuje około 3 μs . Rozwiązujemy go konstruując specjalną wywoływarę, przez którą film będzie się ciągle przesuwiał. Każda klatka będzie w nim spędzała 3 μs , ale co 25 ns z urządzenia będzie wychodził nowy obrazek. Teraz trzeba tylko złożyć mozaikę obrazków z różnych kamer i podjąć decyzję, czy zarejestrowane zwierzę przypomina higgsa.

W eksperymencie „wywoływarą” jest tzw. **pierwszy stopień trygera**, a zastosowana metoda nazywa się przetwarzaniem potokowym. Wykorzystuje on orientacyjne dane z kalorymetrów i systemu mionowego. „Wywoływanie” polega na rekonstruowaniu śladów cząstek oraz szacowaniu ich energii i pędu. Najpierw dane przetwarzane są przez około 10 000 **trygerów lokalnych**, a następnie ich wyniki łączone w całość i porównywane ze wzorcem przez **tryger globalny**. Cały algorytm podzielony jest na kroki wykonywalne w 25 ns. Procesor potokowy stanowi łańcuch elementów, z których każdy wykonuje jeden krok algorytmu w 25 ns i przekazuje wynik następnemu. W ten sposób przetwarzane dane płyną przez procesor około 3 μs , a wyniki pojawiają się na jego wyjściu co 25 ns.

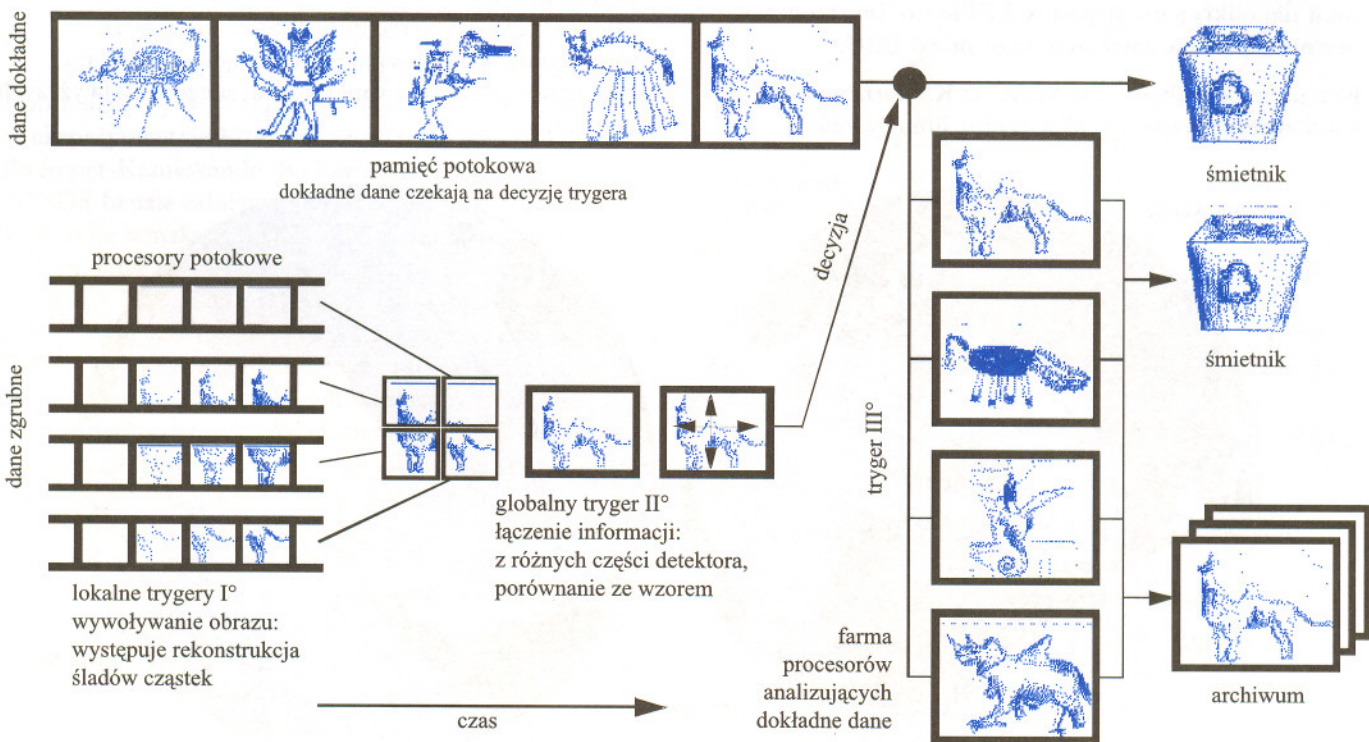


Procedura ta pozwala na wybranie około 100 tys. spośród 40 mln przypadków na sekundę. Ciągłe jeszcze jesteśmy daleko od docelowych stu. Ponadto decyzja zapadła dopiero po 3 μ s. W tym czasie przed naszym znakomitym aparatem cyfrowym przebiegło 128 zwierząt i po higgsie nie zostało ani śladu. Aparat cyfrowy ma jednak tę właściwość, że potrafi zapamiętać pewną liczbę zdjęć. Kiedy pamięć się zapełni, aparat będzie działał dalej, zamazując najstarsze zdjęcia. Nam w zupełności wystarczy, żeby zapamiętał 128 zdjęć. Trzeba tylko tak zsynchronizować cały system, aby decyzja podjęta na podstawie podglądu z kamer zdążyła dotrzeć do aparatu, zanim interesujące nas zdjęcie zostanie skasowane.



W eksperymencie dokładne dane czekają na decyzje trygera w buforach, które działają podobnie jak nasz aparat. Jest to tzw. pamięć potokowa, w której dane przesuwały się z komórki do komórki co 25 ns. Po 128 krokach nadchodzi decyzja trygera i dane albo giną bezpowrotnie, albo są przekazywane dalej, do procesorów **drugiego stopnia trygera**. Jego zadaniem jest wybranie 100 spośród 100 000 przypadków dostarczanych w każdej sekundzie przez tryger pierwszego stopnia. W naszym lesie funkcję tę będzie pełnił grupa 500 ekspertów przeglądających zdjęcia. Ponieważ wybraliśmy 100 tys. zdjęć na sekundę, średnio przychodzą one co 10 μ s. Każdy z ekspertów ma więc 5 ms na analizę swojego zdjęcia. Gdyby i to nie wystarczyło, możemy ich podzielić na dwie lub trzy grupy, z których pierwsza będzie znów orientacyjnie oceniała zdjęcia i wyrzucając mniej prawdopodobne dawała więcej czasu na dokładną analizę następnej grupie. Kolejne grupy nazywamy kolejnymi stopniami trygera. W eksperymencie CMS ekspertami będą wieloprocessorowe komputery o łącznej mocy obliczeniowej 5 TIPS (tera-instrukcji na sekundę).

Kiedy już zapiszemy wybrane przypadki na dyskach, taśmach czy DVD, przyjdzie czas na ich dokładną analizę. Ruszy ona pełną parą, kiedy tylko pojawią się pierwsze dane. Nastąpi to w roku 2005. Przez następne lata będą się gromadziły petabajty danych i potrzeba będzie wielu rąk (a przede wszystkim głów) do pracy, żeby odnaleźć w nich higgsa, czy jakąś zupełnie Nową, Nieoczekiwaną Fizykę. Dzisiejsi Czytelnicy *Delty* zapewne będą wtedy kończyli studia i rozpoczynali własną działalność naukową. Ta zbieżność daje wiele do myślenia!



Pod ziemią, pod wodą i pod lodem

Poniższa mapa przedstawia umiejscowienie ciekawszych ośrodków, w których prowadzone są (lub będą) eksperymenty zgłębiające tajemnice mikroświata. Stopień komplikacji wykorzystywanych urządzeń już dawno doprowadził do powstania zespołów badawczych złożonych ze specjalistów różnych dziedzin pracujących w najodleglejszych zakątkach świata.

Największe i stale wzrastające znaczenie ma CERN, czyli Europejski Ośrodek Fizyki Jądrowej. Polska, jako współwłaściciel CERNu, jest w posiadaniu największego kompleksu akceleratorów z kończącym w tym roku swoją działalność LEPem i konstruowanym w tym samym tunelu LHC na czele.

Drugim pod względem wielkości ośrodkiem w Europie jest DESY pod Hamburgiem, gdzie działa HERA, unikalny akcelerator zderzający (anty)elektrony z protonami. Prowadzi się tam współczesne badania à la Rutherford oraz prace koncepcyjne nad liniowym zderzaczem elektronów i pozytonów TESLA (konkurencyjne projekty tzw. liniaków przygotowywane są w Stanach Zjednoczonych, Japonii i CERNie).

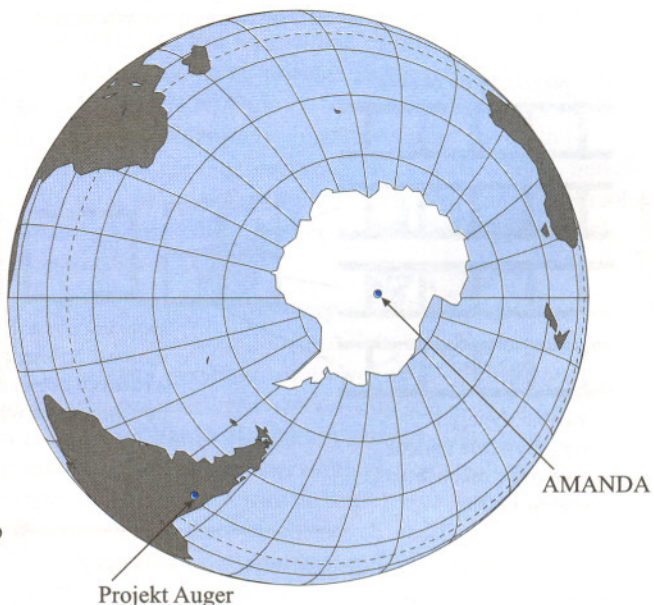
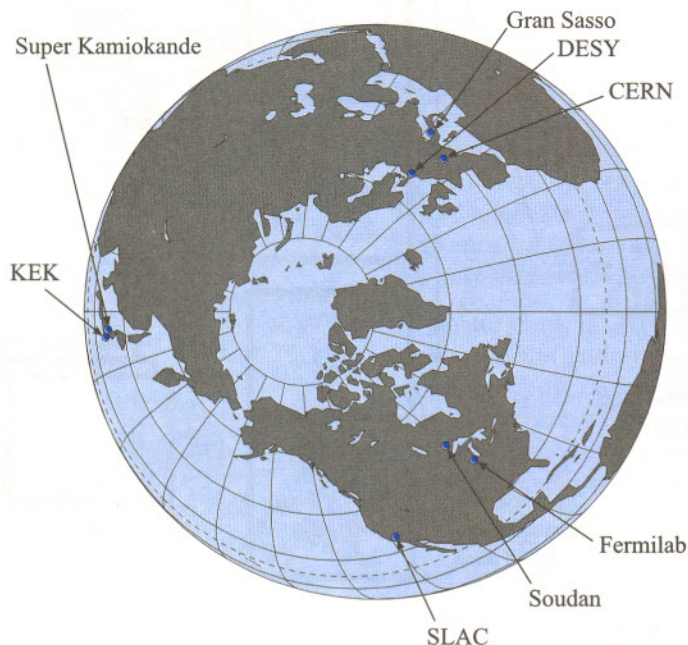
Najbardziej znanym ośrodkiem w Stanach Zjednoczonych jest Fermilab pod Chicago, gdzie działa Tevatron, najpotężniejsza obecnie maszyna zderzająca protony z antyprotonami, wslawiona odkryciem najcięższego kwarku t. Ostatnio wzbogaciła się o nowy pierścień zasilający oraz recykler antyprotonów (ciekawostką jest, że ten ostatni wykorzystuje nie wymagające zasilania magnesy trwałe), co pozwoli na istotne zwiększenie intensywności wiązek. Jeżeli w tym roku nie odkryjemy higgsa w LEPie, to Tevatron ma pewne szanse na dokonanie tego przed LHC.

Kolejnym ośrodkiem jest SLAC w Kalifornii, w którym zbudowano największy akcelerator liniowy, dzięki

któremu pojedynczy eksperyment SLD mógł (pod pewnymi względami) konkurować z czterema detektorami działającymi przy LEPie w CERNie (było to możliwe dzięki uzyskaniu w SLACu silnie spolaryzowanych wiązek, umożliwiających mierzenie pewnych dodatkowych zależności między parametrami modelu standardowego). W zeszłym roku uruchomiono tam eksperyment BaBar, w którym badane będą efekty łamania parzystości CP w sektorze kwarków b. Dziedzina ta będzie jedną z dominujących w fizyce cząstek w najbliższych latach i na pewno nieraz zagości na naszych łamach.

Konkurencyjnym dla BaBara eksperymentem jest japoński Belle uruchomiony również w zeszłym roku w KEK koło Tokio. Największym japońskim hitem jest jednak Super-Kamiokande, eksperyment, który dowiódł, że przynajmniej jedno neutrino ma masę (*Delta* 9/1998 i 2/1999).

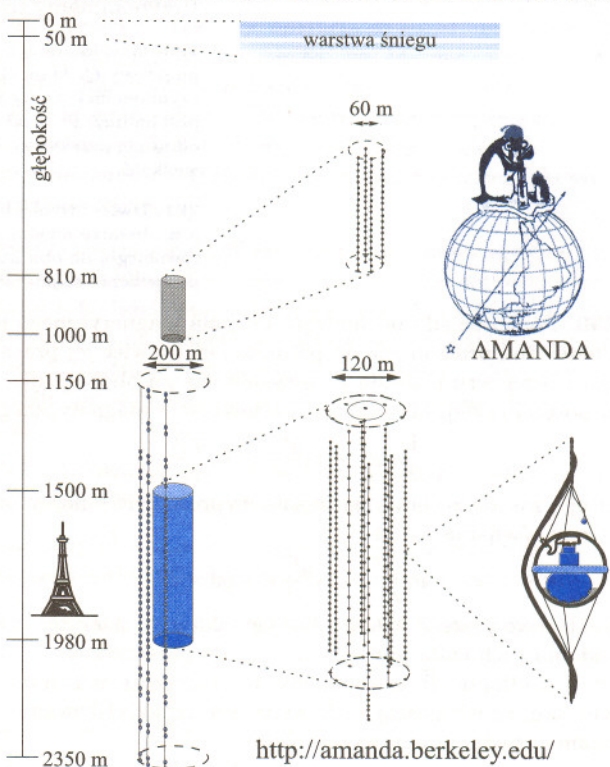
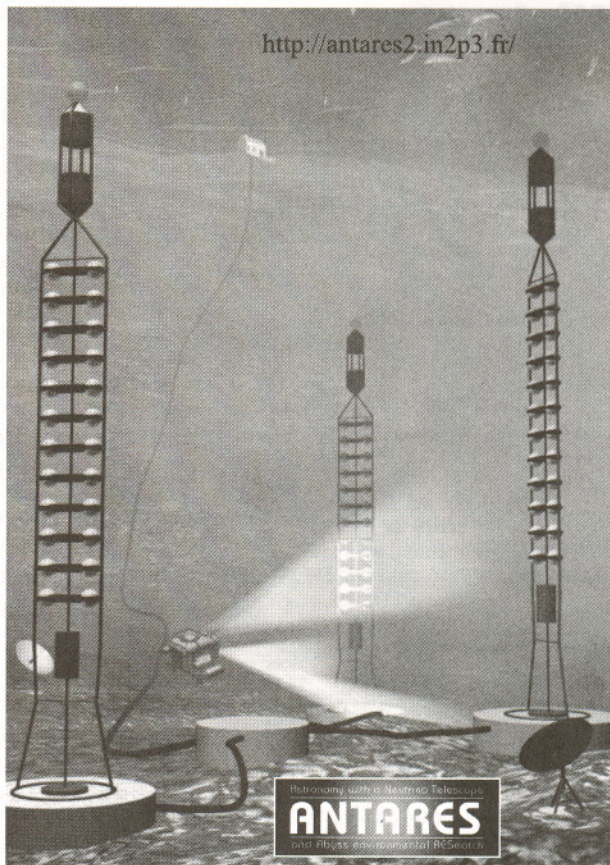
W ten sposób dochodzimy do eksperymentów nieakceleratorowych, które (głównie) dzięki fizyce neutrin przeżywają drugą młodość. Wszystkie one wykorzystują naturalne źródła sygnałów. Zazwyczaj poszukują sygnałów rzadkich, bardzo rzadkich lub wręcz hipotetycznych efektów przewidywanych przez teorie wybiegające poza model standardowy. Sposobem na zwiększenie czułości jest dążenie do jak największej objętości (masy) obserwowanej materii. Głównym źródłem tła jest promieniowanie kosmiczne oraz naturalna promieniotwórczość. Dlatego eksperymenty takie schowane są zazwyczaj głęboko pod ziemią i wykorzystują materiały o wysokiej czystości. Na powierzchni można znaleźć tylko eksperymenty nastawione, jak Projekt Auger, na rejestrację promieniowania kosmicznego o najwyższych energiach.



Można wyróżnić trzy podstawowe tematy badawcze tego typu eksperymentów. Pierwszym z nich jest poszukiwanie bardzo rzadkich rozpadów promieniotwórczych, wśród których najbardziej wyczekiwany jest rozpad protonu przewidywany przez teorie wielkiej unifikacji. Obecnie wiemy już, że czas połowicznego rozpadu protonu przekracza o kilkanaście rzędów wielkości wiek Wszechświata. Zbliżamy się do granicy, za którą proponowane scenariusze wielkiej unifikacji będą miały poważne kłopoty.

Drugim tematem jest fizyka neutrin, a trzecim poszukiwanie hipotetycznych obiektów, takich jak WIMPy (angielski akronim dla Słabo Oddziałujących Masywnych Cząstek), które są przewidywane np. przez teorie supersymetryczne, a jednocześnie pozwalają na wyjaśnienie tajemnicy brakującej masy Wszechświata. Pochodzić miałyby one z pierwszych chwil po Wielkim Wybuchu, a obecnie stanowić halo galaktyk lub gromadzić się we wnętrzu gwiazd i planet. Galaktyczny wiatr WIMPów stara się np. wykryć eksperyment DAMA, wyznaczając sezonową różnicę liczby rejestrowanych przypadków zgodnych z hipotezą oddziaływania takich hipotetycznych cząstek z materią detektora. Różnica byłaby wynikiem składania ruchu Ziemi wokół Słońca i Układu Słonecznego wokół centrum Galaktyki zmieniającego się wiatru własnego Ziemi względem halo WIMPów (DAMA twierdzi, że widzi to, czego szuka! – napiszemy o tym za miesiąc). Uwięzione w jądrze Ziemi lub Słońca WIMPy mogłyby dawać znać o sobie przez anihilację pary takich cząstek, prowadzącą do powstania energetycznych neutrin. Do łapania takich neutrin potrzebne są bardzo duże detektory, większe niż te służące do mierzenia oscylacji neutrin. W tej ostatniej dziedzinie doszło ostatnio do połączenia technik akceleratorowych i nieakceleratorowych. Postanowiono przeprowadzić kontrolowane eksperymenty, wysyłając wiązki neutrin produkowane przez akceleratory (lub reaktory) do detektorów neutrinowych. I tak w eksperymencie K2K już wysyłana jest wiązka z KEKu do Super-Kamiokande, budowany w kopalni Soudan MINOS będzie odbierał wiązkę z Fermilabu, a 15 maja 2005 roku wiązka z CERNu ma poszybować pod Alpami i Apeninami do Grand Sasso, gdzie oczekiwać będą detektory ICANOE i OPERA. Jak jednak zbudować detektory o objętości rzędu 1 km^3 potrzebne do łapania WIMPów, ale również do astronomii neutrinowej? Okazuje się, że nie trzeba ich budować – wystarczy zaopatrzyć w czujniki. W eksperymencie ANTARES (rycina) postanowiono wykorzystać ocean (próbny detektor zakotwiczono w Morzu Śródziemnym koło Toulonu we Francji), a AMANDA (rycina) wykorzystuje warstwę lodu pokrywającą biegun południowy. W obydwu przypadkach rejestrowane będzie promieniowanie Czerenkowa wysyłane przez miony wyprodukowane w oddziaływniu neutrin mionowych z H_2O . Rekonstrukcję toru mionu umożliwi pomiar różnicy czasów przyjscia sygnałów do poszczególnych fotopowielaczy.

Piotr ZALEWSKI



Po dodatkowe informacje jeszcze raz zapraszamy na stronę <http://info.fuw.edu.pl/HEP/cms/edu>. Warto przypomnieć, że w *Delcie* 6/1996 (w całości poświęconej CERNowi) zamieściliśmy bogatą informację na temat znaczenia badań mikroświata dla medycyny, techniki czy ogólnoludzkiej kultury. Zainteresowanym polecamy ten numer, tym bardziej że oprócz zamówienia go w redakcji *Delty*, można go znaleźć na wyżej podanej stronie sieci WWW. W końcu tę sieć wymyślono właśnie w CERNie!



Termin nadsyłania rozwiązań:
31 VII 2000

Czołówka ligi zadaniowej
Klub 44 F

po uwzględnieniu ocen rozwiązań
zadań 286 (WT=2,17) i 287 (WT=1,83)
z numeru 11/1999

Tomasz Wietecha	- Tarnów	41,11
Andrzej Nowogrodzki	- Chocianów	31,95
Aleksander Surma	- Myszków	29,98
Artur Arciszewski	- Kielce	26,43
Jarosław Łazuka	- Warszawa	26,30
Marek Wójcicki	- Szczecin	24,61
Tomasz Rudny	- Warszawa	20,37
Grzegorz Miłoś	- Mielec	19,49

Skorygowana została pomyłka w ocenie
zadania 281 u p. Wójcickiego.

Skrót regulaminu

Każdy może nadsyłać rozwiązania zadań z numeru n w terminie do końca miesiąca $n + 2$. Szkice rozwiązań zamieszczamy w numerze $n + 4$. Można nadsyłać rozwiązania czterech, trzech, dwóch lub jednego zadania (każde na oddzielnej kartce), można to robić co miesiąc lub z dowolnymi przerwami. Rozwiązania zadań z matematyki i z fizyki należy przesyłać w oddzielnych kopertach, umieszczając na kopercie dopisek: **Klub 44 M** lub **Klub 44 F**. Oceniamy zadania w skali od 0 do 1 z dokładnością do 0,1. Ocenę mnożymy przez współczynnik trudności danego zadania: $WT = 4 - 3S/N$, gdzie S oznacza sumę ocen za rozwiązania tego zadania, a N - liczbę osób, które nadesłały rozwiązanie choćby jednego zadania z danego numeru w danej konkurencji (**M** lub **F**) - i tyle punktów otrzymuje nadsyłający. Po zgromadzeniu 44 punktów, w dowolnym czasie i w którejkolwiek z dwóch konkurencji (**M** lub **F**), zostaje on członkiem **Klubu 44**, a nadwyżka punktów jest zaliczana do ponownego udziału. Trzykrotne członkostwo - to tytuł **Weterana**. Szczegółowy regulamin został wydrukowany w numerze 2/2000.

Zadania z fizyki nr 298, 299

Redaguje Jerzy B. BROJAN

298. Na poziomym stole leży jednorodny pręt o ciężarze P , przy czym siła jego nacisku na stół jest równo rozłożona (dla każdego jednostkowego odcinka pręta jest jednakowa). Jeśli współczynnik tarcia pręta o stół wynosi f , to jaką siłą trzeba działać na koniec pręta w kierunku poziomym i prostopadłym do pręta, aby ruszyć go z miejsca?

299. Walcowa płytka szklana może mieć właściwości soczewki, jeśli współczynnik załamania szkła jest różny w różnych punktach płytki. Przyjmijmy, że współczynnik ten zależy od odległości od osi optycznej r według wzoru $n(r) = n_0 + \alpha r^\beta$ (a nie zmienia się przy przesunięciach wzdłuż osi). Jakie warunki muszą spełniać parametry w podanym wzorze, aby płytka o grubości d była soczewką o ogniskowej f ? Zakładamy, że ogniskowa jest znacznie dłuższa zarówno od grubości, jak i od średnicy płytki.

Rozwiązania zadań z fizyki z numeru 1/2000

Przypominamy treść zadań:

290. W jednorodnym polu magnetycznym o indukcji B znajduje się nieruchomy ładunek punktowy Q . Małe ciało o masie m i ładunku q umieszczono w punkcie odległym od Q o r_0 , przy czym odcinek $q - Q$ jest prostopadły do \vec{B} , a prędkość początkowa ciała jest równa zero; ponadto przyjmijmy, że znaki ładunków są jednakowe. Wykazać, że w czasie ruchu ciała jego odległość od Q nie przekroczy pewnej maksymalnej wielkości r_{\max} i podać równanie pozwalające obliczyć tę wielkość.

291. Dwie równoległe czarne powierzchnie płaskie znajdują się w temperaturach 0°C i 100°C , a w obszarze między nimi jest próżnia. Jeśli wprowadzimy w ten obszar cienką czarną płytę równoległą do obu powierzchni, to jaką temperaturę przybierze ona po długim czasie? Rozmiary powierzchni są znacznie większe od odległości między nimi.

290. Ponieważ siła pochodząca od pola magnetycznego jest skierowana prostopadle do prędkości ciała, więc jej praca jest równa zero i zasada zachowania energii obowiązuje w postaci takiej, jak pod nieobecność pola magnetycznego:

$$\frac{1}{2}mv^2 + k_0 \frac{qQ}{r} = k_0 \frac{qQ}{r_0}$$

Drugą zasadę zachowania można wyprowadzić mnożąc obie strony równania ruchu

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = k_0 \frac{qQ}{r^3} \vec{r} + q\vec{v} \times \vec{B}$$

wektorowo przez \vec{r} . Uwzględniając fakt, iż w naszym zadaniu ruch ciała jest ograniczony do płaszczyzny prostopadłej do \vec{B} , dochodzimy po przekształceniach do wniosku, że wielkością zachowaną jest „zmodyfikowany moment pędu”, dany wyrażeniem

$$L_z = (\vec{r} \times \vec{p})_z + \frac{1}{2}qBr^2,$$

gdzie oś z pokrywa się z kierunkiem \vec{B} . We współrzędnych biegunowych mamy

$$L_z = mr^2 \frac{d\phi}{dt} + \frac{1}{2}qBr^2 = \frac{1}{2}qBr_0^2.$$

Stąd wyznaczamy $d\phi/dt$ i podstawiamy do wyrażenia

(Inspiracją w tej serii były niektóre zadania Międzynarodowej Olimpiady Fizycznej w Norwegii w 1996 r.)

$v^2 = (dr/dt)^2 + (r d\phi/dt)^2$ w zasadzie zachowania energii. Otrzymujemy równanie

$$\frac{m}{2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + \frac{q^2 B^2 (r^2 - r_0^2)^2}{8mr^2} = k_0 q Q \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r} \right).$$

Widać, że r nie może osiągać ani bardzo dużych wartości, ani bardzo małych. Maksymalną wartość r określa warunek $dr/dt = 0$, a wynikające stąd równanie na r_{\max} jest równaniem algebraicznym III stopnia.

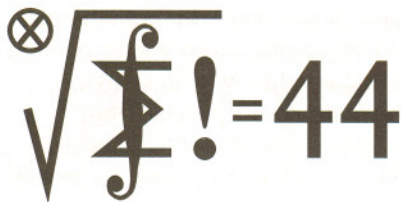
291. Po długim czasie układ osiągnie stan stacjonarny, w którym strumień energii promieniowania przepływającego z gorącej powierzchni do płyty zrówna się ze strumieniem przepływającym z płyty do powierzchni zimnej. Zgodnie ze wzorem Stefana-Boltzmanna mamy

$$\sigma(T_1^4 - T_2^4) = \sigma(T_2^4 - T_3^4).$$

Stąd wyznaczamy temperaturę płyty T_2

$$T_2 = \left(\frac{1}{2}(T_1^4 + T_3^4) \right)^{1/4} = 334 \text{ K} = 61^\circ\text{C}.$$

Zauważmy, że odległości płyty od poszczególnych powierzchni nie mają znaczenia: taka sama wartość T_2 wystąpi, gdy płyta będzie w jednakowej odległości od powierzchni, jak wtedy, gdy będzie tuż przy jednej z nich.



Zadania z matematyki nr 401, 402

Redaguje Marcin E. KUCZMA

401. Wyznaczyć wszystkie pary liczb całkowitych $a > 1$, $n > 1$ o tej własności, że każdy dzielnik pierwszy liczby $a^n - 1$ jest dzielnikiem liczby $a - 1$.

402. Dwusieczna kąta DAB równoległoboku $ABCD$ przecina proste BC i CD odpowiednio w punktach K i L . Wykazać, że środek okręgu opisanego na trójkącie CKL leży na okręgu opisanym na trójkącie BCD .

Zadanie **402** zaproponował pan Paweł Kubit z Krosna.

Termin nadsyłania rozwiązań:

31 VII 2000

Rozwiązania zadań z matematyki z numeru 1/2000

Przypominamy treść zadań:

393. Ze zbioru $\{1, 2, 3, \dots, 2000\}$ losujemy bez zwracania m liczb ($1 \leq m \leq 2000$). Niech p_m będzie prawdopodobieństwem tego, że suma wylosowanych liczb dzieli się przez 5. Wyznaczyć te wartości m , dla których $p_m = 1/5$.

394. Udowodnić, że istnieje nieskończenie wiele par liczb całkowitych (a, b) o tej własności, że wielomian $P(x) = x^5 - ax + b$ ma dwa pierwiastki rzeczywiste, których iloczyn jest równy 1.

393. Losowanie m liczb bez zwracania można interpretować jako wybór m -elementowego podzbioru M zbioru $\{1, 2, 3, \dots, 2000\}$. Przedstawiamy ten zbiór jako sumę czterystu zbiorów pięcioelementowych $A_1 \cup A_2 \cup \dots \cup A_{400}$:

$$A_1 = \{1, 2, 3, 4, 5\}, \quad A_2 = \{6, 7, 8, 9, 10\}, \quad \dots, \quad A_{400} = \{1996, \dots, 2000\}.$$

Będziemy mówili, że zbiór $M \subset \{1, 2, 3, \dots, 2000\}$ jest *zgrabny*, gdy jest sumą pewnej liczby zbiorów A_j ; zbiór, który nie jest zgrabny, będziemy nazywać *niezgrabnym*.

Weźmy pod uwagę dowolny m -elementowy zbiór niezgrabny $M \subset \{1, 2, 3, \dots, 2000\}$. Niech j będzie najmniejszym numerem takim, że M zawiera pewne – ale nie wszystkie – elementy z piątki $A_j = \{5j-4, 5j-3, 5j-2, 5j-1, 5j\}$; przyjmijmy, że część wspólna $M \cap A_j$ składa się z k liczb (zatem $0 < k < 5$).

Niech $\psi: A_j \rightarrow A_j$ będzie przesunięciem cyklicznym:

$$\psi(i) = \begin{cases} i+1 & \text{gdy } 5j-4 \leq i \leq 5j-1, \\ 5j-4 & \text{gdy } i = 5j; \end{cases}$$

oznaczmy $\psi^2 = \psi \circ \psi$, itd. Tworzymy nowy zbiór M^* , także mający k -elementowe przecięcie z piątką A_j :

$$M^* = \begin{cases} \psi(M \cap A_j) \cup (M \setminus A_j) & \text{jeśli } k = 1, \\ \psi^3(M \cap A_j) \cup (M \setminus A_j) & \text{jeśli } k = 2, \\ \psi^2(M \cap A_j) \cup (M \setminus A_j) & \text{jeśli } k = 3, \\ \psi^4(M \cap A_j) \cup (M \setminus A_j) & \text{jeśli } k = 4 \end{cases}$$

(część zbioru M , położona poza piątką A_j , wchodzi do

zbioru M^* bez żadnej zmiany). Oznaczając przez $s(M)$ sumę liczb w zbiorze M , dostajemy w każdym przypadku równość $s(M^*) \equiv s(M) + 1 \pmod{5}$.

Różnym zbiorom M są przyporządkowane różne zbiory M^* . Oznaczmy przez \mathcal{M}_r rodzinę tych zbiorów niezgrabnych, których suma elementów daje przy dzieleniu przez 5 resztę r . Tak więc operacja $M \mapsto M^*$ odwzorowuje rodzinę \mathcal{M}_0 na \mathcal{M}_1 , rodzinę \mathcal{M}_1 na \mathcal{M}_2 , itd., rodzinę \mathcal{M}_4 na \mathcal{M}_0 . Stąd wynika, że każda z tych pięciu rodzin liczy tyle samo zbiorów. Wobec tego – w obrębie klasy zbiorów niezgrabnych – wszystkie reszty z dzielenia sumy elementów wybranego zbioru przez 5 są jednakowo prawdopodobne.

Jeżeli liczba m nie dzieli się przez 5, to zbiory zgrabne nie istnieją; prawdopodobieństwo uzyskania każdej reszty jest równe $1/5$. Jeżeli zaś m dzieli się przez 5, to zbiory zgrabne istnieją, a suma elementów każdego z nich jest podzielna przez 5. Zatem w tym przypadku uzyskanie reszty 0 jest bardziej prawdopodobne niż uzyskanie dowolnej innej reszty.

Wniosek: równość $p_m = 1/5$ zachodzi wtedy i tylko wtedy, gdy m jest liczbą niepodzielną przez 5.

394. Rozważmy trójmian kwadratowy $x^2 - mx + 1$ (zmienniej x) z parametrem całkowitym $m > 2$. Ma on dwa pierwiastki rzeczywiste, których iloczyn jest równy 1.

Jeżeli liczba x jest pierwiastkiem tego trójmianu, to spełnia ona też następującą równość:

$$\begin{aligned} x^2 &= mx - 1, \\ x^4 &= m^2 x^2 - 2mx + 1 = m^2(mx - 1) - 2mx + 1 = \\ &= (m^3 - 2m)x + (1 - m^2), \\ x^5 &= (m^3 - 2m)x^2 + (1 - m^2)x = (m^3 - 2m)(mx - 1) + (1 - m^2)x = \\ &= (m^4 - 3m^2 + 1)x + (2m - m^3), \end{aligned}$$

czyli jest pierwiastkiem wielomianu $P(x) = x^5 - ax + b$, gdzie $a = m^4 - 3m^2 + 1$ oraz $b = m^3 - 2m$. Przyjmując jako m kolejne liczby całkowite większe od 2, otrzymujemy różne pary liczb całkowitych (a, b) ; a wśród pierwiastków wyznaczonego przez nie wielomianu $P(x)$ znajdują się pierwiastki trójmianu kwadratowego $x^2 - mx + 1$, o iloczynie równym 1.

Czołówka ligi zadaniowej

Klub 44 M

po uwzględnieniu ocen rozwiązań

zadań 385 (WT=2,13) i 386 (WT=1,40)

z numeru 9/1999

Krzysztof Zapisek	– Warszawa	42,22
Janusz Olszewski	– Suwałki	41,44
Andrzej Daniluk	– Kraków	40,60
Rafał Pikula	– Wrocław	38,09
Jerzy Witkowski	– Radlin	34,62



Rozwiązanie quizu ze str. 11

Poszukiwanie higgsa zajęło Ci:

- mniej niż 3 minuty:
jesteś bardzo spostrzegawczy, więc świetnie nadajesz się na fizyka częstak;
- więcej niż 3 minuty:
jesteś bardzo cierpliwy, więc świetnie nadajesz się na fizyka częstak;
- uznałeś szukanie za stratę czasu:
umiesz podejmować szybkie decyzje, więc świetnie nadajesz się na fizyka częstak.

Wiadomości sportowe

Mistrzostwa Polski Dziennikarzy w Narciarstwie Alpejskim rozegrane 19. marca w Szczyrku wygrał nasz redakcyjny kolega Piotr Zalewski.

Maj

W maju i w czerwcu będziemy świadkami złączeń (koniunkcji) wielu planet ze Słońcem. Prawdę mówiąc, trudno być świadkiem złączenia, skoro wtedy planeta i Słońce znajdują się – oglądane z Ziemi – niemal dokładnie w tym samym kierunku. Planeta ginie w blasku Słońca na wiele dni przed i po złączeniu, a na nocnym niebie stwierdza się wtedy brak owej planety. W każdym razie przeżyjemy to, co dziennikarze chętnie nazywają „ustawieniem planet na jednej linii” (domyślnie – prostej). I naprawdę to przeżyjemy, w każdym sensie tego słowa. Bo co takie zjawisko może spowodować? Nic. Oto dowód.

Obliczmy natężenie pływowego działania Księżyca na Ziemię jako różnicę przyspieszeń grawitacyjnych Δa wywoływanych przez Księżyc po obu stronach Ziemi. G oznacza tu stałą grawitacji, m – masę Księżyca, R – promień Ziemi, r – odległość Księżyca.

$$\Delta a = \frac{Gm}{(r - R)^2} - \frac{Gm}{(r + R)^2} \approx \frac{Gm}{r^2} \left(\left(1 + 2\frac{R}{r} - \frac{R^2}{r^2}\right) - \left(1 - 2\frac{R}{r} - \frac{R^2}{r^2}\right) \right) = 4Gm\frac{R}{r^3}.$$

(Skorzystaliliśmy tu z faktu, że dla małej wielkości ε zachodzi przybliżona równość $\frac{1}{1+\varepsilon} \approx 1 - \varepsilon$, przy czym występujące tu znaki można – byle oba naraz – zmienić.) Ta właśnie różnica przyspieszeń powoduje rozciąganie Ziemi (praktycznie – jej hydrosfery) wzdłuż linii łączącej środek Ziemi z Księżycem, czyli pływy oceanów. Jak widać, działanie pływowe silnie zależy od odległości ciała wywołującego pływy. Dlatego tymi zjawiskami na Ziemi rządzi Księżyc jako najbliższy. Słońce, wprawdzie bardzo masywne, znajduje się znacznie dalej, dlatego jedynie Księżycowi trochę pomaga (podczas pełni lub nowiu Księżyca) lub przeszkadza (podczas kwadr) w rozciąganiu Ziemi. Planety, oczywiście, też pomagają lub przeszkadzają Księżycowi, ale jaki jest ich wkład, można przekonać się samemu, podstawiając do wzoru masę i odległość danego ciała. Nawet łączne działanie wszystkich planet jest praktycznie zerowe w porównaniu z działaniem Księżyca, co kończy dowód. Jeżeli więc w maju lub w czerwcu ziemia gdzieś się zatrzęsie, to nie z powodu planet.

Tomasz KWAST

W majowe wieczory Droga Mleczna rozciąga się od wschodu do zachodu, ale nisko nad północnym horyzontem – jest to okres jej najgorszej widoczności. Wobec tego niemal w zenicie znajduje się północny biegun galaktyczny z całym bogactwem licznych w jego okolicy galaktyk. Biegun leży w Warkoczu Bereniki, gdzie znajduje się jedna z najbliższych gromad galaktyk. Zawiera w przybliżeniu 1000 członków i odległa jest o trochę ponad 100 Mpc. Niestety, galaktyki – nawet najbliższe – są obiektami bardzo słabymi, aczkolwiek jedną z nich, M 64, zwaną Czarnym Okiem, można próbować dostrzec przez lunetę, ma bowiem jasność 8,5 mag. Podobnej jasności są najjaśniejsze galaktyki w jeszcze bogatszej i bliższej gromadzie galaktyk w sąsiednim gwiazdozbiornie Panny.

Oprócz Drogi Mlecznej w maju nie widzimy również planet, bowiem 8 V złączenie ze Słońcem ma Jowisz, 9 V Merkury i 10 V Saturn, a Wenus i Mars są też zbyt blisko Słońca. Nów Księżyca wypada 4 V, pełnia 18 V. W maju Księżyc nie zakryje żadnej jasnej gwiazdy.

T.K.



Rozwiązanie zadania M 917.

Tak, istnieje. Np. sześciokąt o wierzchołkach $(1, 0, 0)$, $(0, 1, 0)$, $(0, 2, 1)$, $(1, 2, 2)$, $(2, 1, 2)$, $(2, 0, 1)$. (Jest to przekrój sześcianu rozpiętego na wektorach $[2, 0, 0]$, $[0, 2, 0]$, $[0, 0, 2]$ płaszczyzną przechodzącą przez środki sześciu krawędzi.)



Rozwiązanie zadania M 918.

Przypuśćmy, że istnieje n -kąt foremny $A_1 A_2 \dots A_n$ ($n > 6$), którego wierzchołki są punktami kratowymi. Możemy przy tym założyć, że jego środek leży w początku układu współrzędnych. (Istotnie, powiększając jego rozmiary liniowe o czynnik n – czyli po prostu mnożąc współrzędne wierzchołków przez n – otrzymamy n -kąt foremny, którego wierzchołki oraz środek są punktami kratowymi.) Zauważmy, że zaczepiając wektory $\overrightarrow{A_1 A_2}, \overrightarrow{A_2 A_3}, \dots, \overrightarrow{A_{n-1} A_n}, \overrightarrow{A_n A_1}$ w początku układu współrzędnych, otrzymamy n -kąt foremny o wierzchołkach również w punktach kratowych, którego rozmiary liniowe będą mniejsze o czynnik $r_n < 1$ równy stosunkowi długości boku dowolnego n -kąta foremnego do promienia okręgu opisanego na nim. Kontynuując to postępowanie, będziemy mogli otrzymać n -kąt foremny z wierzchołkami w punktach kratowych o dowolnie małych rozmiarach liniowych. Sprzeczność.

Γlimatias

$n \rightarrow \infty$

MIĘDZY NAMI OSZUSTAMI (21'')

Wyjaśnienie oszustwa (21''): Dla $n = 21$ dowód twierdzenia się nie udał, ale samo twierdzenie jest prawdziwe, gdyż np. $5^3 \equiv -1 \pmod{21}$.

Okazuje się bowiem, że twierdzenie jest prawdziwe dla prawie wszystkich liczb nieparzystych n .

Idea poprawnego dowodu jest następująca.

Rozkładamy n na iloczyn potęg różnych liczb pierwszych, $n = p_1^{w_1} p_2^{w_2} \dots p_s^{w_s}$.

Mamy znaleźć takie a i k , aby $a \not\equiv -1 \pmod{n}$ oraz $a^k \equiv -1 \pmod{n}$. Korzystając z chińskiego twierdzenia o resztach zauważamy, że jest to równoważne znalezieniu takich liczb a_1, a_2, \dots, a_s i k , że $a_i^k \equiv -1 \pmod{p_i^{w_i}}$ dla wszystkich $i \in \{1, 2, \dots, s\}$, a przy tym $a_j \not\equiv -1 \pmod{p_j^{w_j}}$ dla co najmniej jednego $j \in \{1, 2, \dots, s\}$. Jak znaleźć takie liczby a_1, a_2, \dots, a_s i k ? Otóż wybieramy takie j , aby liczba $p_j^{w_j}$ nie była liczbą pierwszą Fermata (tj. liczbą pierwszą postaci $2^{2^m} + 1$). Wystarczy, na przykład, aby $w_j > 1$. Wówczas znajdziemy takie k nieparzyste oraz $a_j \not\equiv -1 \pmod{p_j^{w_j}}$, że $a_j^k \equiv -1 \pmod{p_j^{w_j}}$. Wynika to z faktów teoriolichbowych, których omawianie pominiemy. Wystarczy teraz przyjąć $a_i = p_i^{w_i} - 1$ dla $i \neq j$.

To kończy dowód twierdzenia w przypadku, gdy w rozkładzie liczby n na potęgi liczb pierwszych występuje liczba pierwsza w potęgde większej od 1 lub liczba pierwsza nie będąca liczbą pierwszą Fermata.

Jeśli n jest iloczynem różnych liczb pierwszych Fermata większych od 3, to możemy przyjąć $k = 2$ i wówczas uda się dobrać a_1, a_2, \dots, a_s o własnościach podanych powyżej. Znowu pomijamy teorię, która za tym stoi.

Jeśli n jest iloczynem różnych liczb pierwszych Fermata, wśród których występuje liczba 3, wówczas (i tylko wówczas) twierdzenie jest fałszywe. Wynika to z faktu, że dla żadnej liczby pierwszej Fermata p kongruencja $a^k \equiv -1 \pmod{p}$ nie może być spełniona przez $a \not\equiv -1 \pmod{p}$ i k nieparzyste. Gdyby zatem twierdzenie było prawdziwe dla n będącego iloczynem różnych liczb pierwszych Fermata, k musiałoby być parzyste. Tymczasem dla k parzystego kongruencja $a^k \equiv -1 \pmod{3}$ zachodzić nie może.

Znanych jest 5 liczb pierwszych Fermata: 3, 5, 17, 257 i 65537. Wobec tego twierdzenie jest fałszywe dla następujących 15 liczb nieparzystych $n > 3$: 15, 51, 255, 771, 3855, 13107, 65535, 196611, 983055, 3342387, 16711935, 50529027, 252645135, 858993459, 4294967295.

I tylko dla tych 15 liczb, o ile nie istnieją liczby pierwsze Fermata poza wymienionymi powyżej.

Poprzednio podaliśmy sposób obliczania liczby Grundy'ego $r(n)$ gry RÓŻNE STOSY rozpoczynającej się od jednego stosu złożonego z n bierek i obliczyliśmy $r(n)$ dla $n \leq 10$. Dalsze wartości $r(n)$ podane są w poniższej tabeli (numer kolumny jest cyfrą jednościi liczby n , a numer wiersza jest równy $\lfloor \frac{n}{10} \rfloor$).

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9		0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	0	0	1	0	2	1	0	2	1		26	4	2	3	4	2	3	4	2	3	4
1	0	2	1	3	2	1	3	2	4	3	27	0	3	4	0	3	4	0	3	4	2
2	0	4	3	0	4	3	0	4	1	2	28	3	1	0	14	1	0	14	1	0	5
3	3	1	2	4	1	2	4	1	2	4	29	1	13	5	1	13	5	1	13	2	1
4	1	5	4	1	5	4	1	5	4	1	30	13	2	1	13	2	1	13	2	1	13
5	0	2	1	0	2	1	5	2	1	3	31	2	3	13	2	3	13	0	3	14	2
6	2	1	3	2	4	3	2	4	3	2	32	3	16	2	3	1	2	16	1	2	16
7	4	3	2	4	3	2	4	3	2	4	33	1	2	16	1	0	16	1	0	12	1
8	5	2	4	5	2	4	3	7	4	3	34	0	12	1	5	2	1	0	2	1	5
9	7	4	3	7	4	3	5	2	3	5	35	2	1	5	2	8	3	2	4	3	0
10	2	4	3	2	4	3	5	2	3	5	36	8	5	0	3	5	0	3	5	2	3
11	3	5	2	3	5	2	3	5	2	3	37	5	2	4	5	2	4	5	2	4	12
12	5	2	3	5	2	4	5	2	4	5	38	7	4	3	7	4	3	0	4	3	0
13	2	4	5	2	4	5	2	4	8	2	39	2	3	0	2	3	5	2	3	5	2
14	4	8	2	4	3	2	6	3	2	6	40	3	5	2	3	5	2	3	5	2	3
15	3	2	6	3	2	8	3	2	11	3	41	5	2	3	5	2	3	5	2	4	5
16	2	11	3	2	11	3	2	11	3	2	42	2	4	5	2	4	5	2	4	5	2
17	8	3	5	8	3	5	7	3	5	7	43	4	16	2	4	3	2	4	3	2	8
18	3	12	7	3	8	7	3	8	7	3	44	3	2	8	3	2	8	3	2	8	3
19	12	5	3	12	5	3	10	5	3	4	45	2	11	3	2	11	3	7	11	3	5
20	5	3	4	2	3	4	2	3	4	2	46	11	3	5	4	3	5	14	3	5	7
21	3	4	2	3	4	2	3	4	2	3	47	3	5	2	3	7	2	3	8	2	3
22	4	2	3	4	2	3	4	2	3	4	48	8	2	3	8	2	3	16	2	3	16
23	2	10	1	2	5	1	2	5	1	2	49	2	3	4	2	3	4	2	3	4	8
24	5	3	2	5	3	4	5	3	4	5	50	11	4	2	11	9	2	4	6	5	4
25	3	4	5	3	4	2	3	4	2	3	51	6	5	13	6	2	13	6	2	16	6

Z pomocą tej tabeli odpowiemy na pytania zadane przed miesiącem. Po pierwsze odczytujemy, że $r(37) = 1$, więc rozpoczynający ma strategię wygrywającą. Po drugie stwierdzamy, że dobre posunięcia pierwszego gracza to podział stosu 37 bierek na dwa stosy o licznosciach 3 i 34, 5 i 32, 6 i 31, 8 i 29 lub 9 i 28.

Tak więc dobrych posunięć jest aż 5. Na przykład liczba Grundy'ego pozycji złożonej ze stosów mających 8 i 29 bierek jest równa $r(8) +_2 r(29) = 2 +_2 2 = 0$, więc istotnie pozycja ta jest wygrywająca dla drugiego gracza.

I wreszcie, skoro nasz przeciwnik popełnił błąd w pierwszym ruchu, dokonując podziału wyjściowego stosu na stosy liczące 17 i 20 bierek, to mamy możliwość zapewnienia sobie wygranej. Jest tylko jeden ruch wygrywający, a mianowicie podział stosu z 17 bierkami na stosy mające 10 i 7 bierek. Podajemy więc przeciwnikowi pozycję złożoną z trzech stosów mających odpowiednio 20, 10 i 7 bierek. Pozycja ta jest wygrywająca dla drugiego gracza, gdyż jej liczba Grundy'ego wynosi $r(20) +_2 r(10) +_2 r(7) = 0 +_2 0 +_2 0 = 0$.

I na koniec jeszcze jedna uwaga. W grze RÓŻNE STOSY na ogół strategię wygrywającą ma gracz rozpoczynający. Wyjątkiem są te licznosci n wyjściowego stosu, dla których $r(n) = 0$. Oto pełna lista takich $n \leq 1000$:

1, 2, 4, 7, 10, 20, 23, 26, 50, 53, 270, 273, 276, 282, 285, 288, 316, 334, 337, 340, 346, 359, 362, 365, 386, 389, 392, 566, 630, 633, 636, 639, 673, 676, 682, 685, 923, 926, 929, 932.

JWR

JWR

Korespondencje do Γlimatiasu prosimy kierować pod adresem:

Jarosław Wróblewski, Instytut Matematyki Uniwersytetu Wrocławskiego, Plac Grunwaldzki 2/4, 50-384 WROCŁAW; e-mail: jwr@math.uni.wroc.pl