Kosmiczny ostrzał Ziemi

Krzysztof ZIOŁKOWSKI

Od dawna wiadomo, że Ziemia jest stale bombardowana materią kosmiczną. Najnowsze oceny, opublikowane w 1992 roku przez czeskiego astronoma Zdenka Cepplechę, wskazują, że – biorąc pod uwagę najszerszy zakres mas od 10^{-21} kg (najmniejsze rejestrowalne cząstki pyłu kosmicznego) do 10^{15} kg (typowe komety i planetoidy mogące zbliżać się do Ziemi), całkowity strumień materii napływającej na całą powierzchnię naszej planety wynosi $1,7 \times 10^{8}$ kg na rok. Zasadniczy wkład do niego wnoszą, naturalnie, największe obiekty o rozmiarach rzędu kilometrów. Prawdopodobieństwo uderzenia ich w Ziemię jest jednak bardzo małe. Pomijając je więc, czyli uwzględniając jedynie pył kosmiczny oraz tzw. meteoroidy (czyli bryłki materii o masach – jak przyjęto umownie – do 10^{4} kg), oszacowano, że w ciągu doby do atmosfery ziemskiej dostaje się średnio kilkaset kilogramów materii kosmicznej. Niewiele z niej zdoła dotrzeć do powierzchni Ziemi. Ale średnio raz na kilka dni trafia się kilkukilogramowy obiekt, który – jeśli ma stosunkowo niewielką prędkość – może przeżyć przelot przez atmosferę i spaść na powierzchnię Ziemi jako meteoryt. Większość z nich trafia, oczywiście, do oceanów i na tereny nie zaludnione, a więc nic dziwnego, że pozostaje najczęściej nie zauważona. Czasem bywa jednak inaczej.

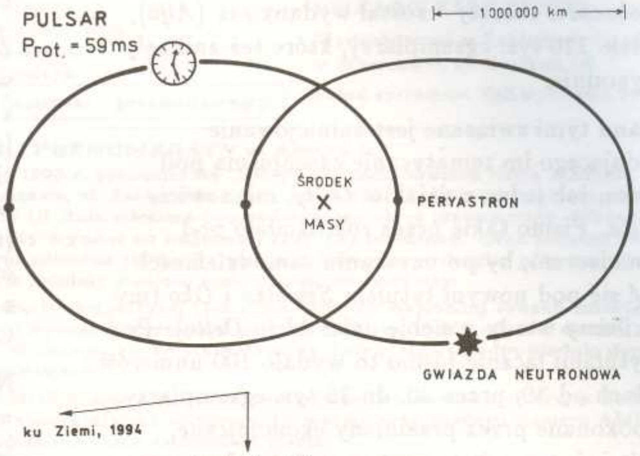
14 stycznia 1993 r. o godzinie $17^h59^m50^s$ UT (czasu uniwersalnego) w Jerzmanowicach koło Krakowa coś niezwykłego uderzyło w tamtejszą „Babią Skałę". Odłamki zostały rozrzucone w promieniu ponad 150 m, zniszczone zostały dachy budynków i wszystko, co było w pobliżu. Potężny impuls elektromagnetyczny przepalił bezpieczniki w domach i odbiornikach telewizyjnych. W odległym o 3,4 km obserwatorium sejsmologicznym zarejestrowano dwa silne wstrząsy. Po drugim zniszczona została antena do odbioru sygnałów czasu i dwa sejsmografy. Na dużym obszarze od Zawoi, Chrzanowa i Krakowa widziano wówczas przelot ogromnej kuli ognistej. Na Rynku Krakowskim przez ułamek sekundy było jasno jak w dzień...

Rewelacyjny pulsar (rówieśnik Delty)

Tadeusz JARZĘBOWSKI

Na imię mu PSR 1913+16. Gdy odnajdywał go na niebie 300-metrowy teleskop z Arecibo, w Warszawie drukowały się pierwsze numery *Delty*. Od śmierci Einsteina mijało już wówczas drugie dziesięciolecie; można tylko wyobrażać sobie, jaką radość sprawiłoby to odkrycie twórcy teorii względności. Ta dostrzeżona podówczas gwiazda neutronowa okazała się wspaniałym laboratorium do badania wynikających z jego teorii subtelnych odstępstw od fizyki Newtona. Sygnały radiowe, nadbiegające od tego pulsara, w pełni potwierdzają przewidywane przez teorię Einsteina zjawiska.

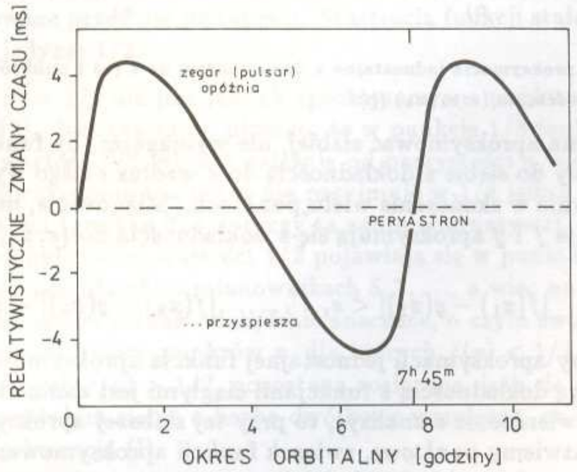
Pulsar ten wchodzi w skład układu podwójnego (rys. 1); mamy tu do czynienia z małżeństwem dwóch gwiazd neutronowych. Wyjątkowe znaczenie tego układu dla fizyki relatywistycznej wynika z trzech faktów:
1) odległość gwiazd jest bardzo mała,
2) z uwagi na znaczny mimośród (0,62) odległość ta podlega dużym wahaniom,
3) w układzie znajduje się naturalny, bardzo precyzyjny zegar; jednostką czasu jest tu okres rotacji gwiazdy neutronowej, „tyknięciami" zaś – pulsy rejestrowane przez radioteleskopy.



Rys. 1. Układ podwójny zawierający pulsar PSR 1913+16. Zwróćmy uwagę na małe rozmiary orbity, kilka tysięcy razy mniejsze od rozmiarów Układu Słonecznego. Okres obiegu gwiazd wynosi tu 7^h45^m. Strzałki ukazują tempo relatywistycznego obracania się układu w przestrzeni.

W myśl teorii, mierzone interwały czasu zależą od względnej prędkości obserwatora i zegara (efekt szczególnej teorii względności) oraz od względnej pozycji obserwatora i zegara w polu grawitacyjnym (ogólna teoria względności). W przypadku naszego pulsara ujawniają się obydwa te efekty. Pierwszy wiąże się z ruchem obiegowym pulsara na orbicie; nazywamy to dylatacją czasu, którą określa wielkość $(v/c)^2$. Co się zaś tyczy teorii ogólnej, wpływu grawitacji, to chodzi tu, oczywiście, o oddziaływanie tej drugiej gwiazdy; jej pole grawitacyjne modyfikuje rejestrowane przez nas wskazania zegara-pulsara. Wielkość wynikającego stąd relatywistycznego efektu czasowego zależy od masy M tej gwiazdy oraz od odległości r, jaka dzieli tę gwiazdę od pulsara. Charakterystycznym czynnikiem jest w tym przypadku wielkość GM/rc^2.

Oszacujmy obydwa efekty. Przy tak niewielkich odległościach prędkości orbitalne są znaczne; prędkość v oscyluje tu między 100 a 400 km/s. Mamy zatem $(v/c)^2 \approx 10^{-6}$. Prosty rachunek wskazuje, że czynnik GM/rc^2 jest również tego rzędu wielkości (masa tej gwiazdy wynosi 1,4 masy Słońca, odległość zaś między gwiazdami zmienia się w trakcie obiegania od około 800 000 do 3 300 000 km). Wpływ na jednostkę czasu prędkości i pola grawitacyjnego jest zatem porównywalny. Łatwo też zauważyć, że obydwa efekty działają zgodnie, w tym samym kierunku; największe odstępy między pulsami zarejestrujemy, gdy gwiazdy znajdą się najbliżej siebie, tj. w peryastronie. Działania te kumulują się, w sumie owo okresowe przyspieszanie i opóźnianie zegara dochodzi do ponad 4 ms (rys. 2).



Rys. 2. Przebieg wywołanych efektami relatywistycznymi obserwowanych zmian chodu zegara (częstotliwości pulsara). Krzywa przedstawia rejestrowane odstępstwa w stosunku do hipotetycznego pulsara, obiegającego drugą gwiazdę z jednakową prędkością i w niezmiennej odległości.

Zwróćmy uwagę na niezwykle wysoką dokładność tego kosmicznego zegara. Jego okres równy 59 ms to 16,94 obrotów gwiazdy na sekundę. Otóż ta częstotliwość pulsacji wyznaczona tu została z dokładnością do 12. miejsca po przecinku – i w tych granicach nie stwierdzono żadnych nieregularności. Pod względem dokładności pulsar ten może więc konkurować ze współczesnymi zegarami atomowymi.

Niezależnie od przedstawionych tu relatywistycznych zmian czasu w układzie tym równie spektakularnie ujawniają się i dwa inne przewidziane teorią zjawiska. Jednym z nich jest omawiane już na łamach *Delty* (Nr 8, 1991) skręcanie orbity, znane pod nazwą ruchu peryhelium (w tym przypadku: peryastronu); ukazane to zostało na rysunku 1. A tym drugim jest emisja fal grawitacyjnych; emisja ta zachodzi na koszt energii ruchu obiegowego, czego następstwem jest kurczenie się orbity o 3,5 metra i skracanie okresu obiegu o prawie 10^{-4} sekundy rocznie.

Sygnały od tego pulsara radioteleskopy odbierają już od blisko dwóch dziesięcioleci. Analiza danych wskazuje na zgodność przebiegu wymienionych trzech zjawisk z teorią Einsteina w granicach 0,5%.

Dodajmy na koniec, że nasz dwudziestolatek doczekał się już młodszego, trzyletniego braciszka. Jest to bardzo podobny układ podwójny z 38-milisekundowym pulsarem, któremu na imię PSR 1534+12. W układzie tym tak samo ujawniają się wymienione trzy relatywistyczne zjawiska. Ponadto można tu dokładniej badać jeszcze inny, wynikający z krzywizny czasoprzestrzeni efekt: opóźnianie fali elektromagnetycznej przy przechodzeniu w pobliżu masywnego ciała.

Z analizy zniszczeń wynika, że meteoryt miał masę końcową około 2 kg i nie został wyhamowany w atmosferze. Uderzył w skałę z prędkością około 13,5 km/s. Miał najprawdopodobniej średnicę 11 cm i gęstość 3,4 g/cm³. Kula ognista widziana w Krakowie, Chrzanowie, Zawoi, Szklarach i Rudawie osiągnęła maksymalną jasność około −22 mag. W końcowej sekundzie lotu, gdy zmieniała barwę z jasnoczerwonej na ciemnoczerwoną, jasność wizualna przewyższała jasność Księżyca w pełni i wynosiła −15 mag.

Tak opisał niezwykłe wydarzenie krakowski astronom dr Krzysztof Włodarczyk w liście do Centrum Badań Kosmicznych. Chociaż do dziś nie ustalono definitywnie, co się stało w Jerzmanowicach, to jednak całe zdarzenie wydaje się być dobrą ilustracją konsekwencji stosunkowo częstego zjawiska, jakim jest spadek na Ziemię niewielkiej bryłki materii kosmicznej.

Uderzenie w Ziemię większego obiektu, o rozmiarach rzędu kilkudziesięciu metrów, następuje – według najnowszych oszacowań – średnio co kilkaset lat, natomiast spadek na obszary gęsto zaludnione i miejskie – nawet co kilkaset tysięcy lat. Przykładem takiego wydarzenia, które – jak się dziś sądzi – było spadkiem na Ziemię maleńkiej planetoidy lub fragmentu komety, jest słynna katastrofa tunguska. Rankiem 30 czerwca 1908 roku w okolicach syberyjskiej rzeki Podkamienna Tunguska, na wysokości około 10 km nad powierzchnią Ziemi, nastąpił wybuch, który zniszczył tajgę na obszarze ponad 2000 km² oraz uszkodził wiele domów w oddalonym około 65 km osiedlu. Stacja sejsmologiczna, znajdująca się w położonym około 1000 km na południe od miejsca eksplozji Irkucku, zarejestrowała wstrząs o sile 4,5 stopnia; trzęsienie Ziemi w tym dniu odnotowały także obserwatoria w Jenie i w Londynie. W nocy z 30 czerwca na 1 lipca w Europie i w Azji dostrzeżono świecenie nieba. Obserwacje spektroskopowe tego niezwykłego zjawiska wykluczyły jego podobieństwo do zorzy polarnej. Analiza skutków wydarzenia doprowadziła do wniosku, że w wyniku eksplozji została wydzielona energia równa energii wybuchu około 16 megaton trotylu (TNT), czyli 800 razy więcej niż w przypadku bomby atomowej zrzuconej (wiele lat później) na Hiroszimę (patrz zadanie 371).

Katastrofę tunguską spowodował wybuch nad powierzchnią Ziemi i dlatego jej skutkiem było tylko powalenie tajgi syberyjskiej na dużym obszarze, a nie wybicie krateru. Jednym z najbardziej znanych i spektakularnych przykładów tworu powierzchniowego powstałego w wyniku uderzenia w Ziemię obiektu kosmicznego jest natomiast słynny krater meteorytowy w Arizonie (USA) o średnicy 1,2 km i głębokości 200 m. Rezultaty najnowszych badań wskazują, że powstał on około 50 tys. lat temu w wyniku spadku z prędkością 11 km/s małej planetoidy żelaznej o rozmiarach ocenianych na około 60 m i masie szacowanej na kilka milionów ton. Dotychczas na powierzchni Ziemi zidentyfikowano około 140 tego typu kraterów o średnicach do 200 km.

Przypuszcza się, że średnio w ciągu roku kilka obiektów o rozmiarach rzędu 100 m przelatuje – obrazowo mówiąc – między Ziemią a Księżycem, czyli w odległości od nas mniejszej niż 400 tys. km. Podczas tak dużego zbliżenia do Ziemi można je dostrzec, chociaż zaobserwowanie szybko poruszającego się po niebie i słabo świecącego ciała niebieskiego jest, oczywiście, bardzo trudne. Dotychczas tylko raz to się udało astronomom: 18 stycznia 1991 roku odkryta została planetoida 1991 BA, której minimalna odległość od Ziemi wyniosła zaledwie 0,0011 jednostki astronomicznej, czyli około 170 tys. km; jej średnicę oceniono na około 10 m.

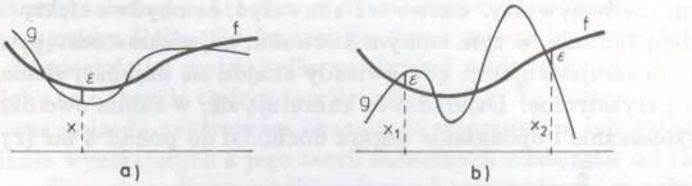
Uderzenie w Ziemię jeszcze większego obiektu, o rozmiarach rzędu 1 km, następuje – jak się dziś sądzi – raz na 500 tys. lat. Ale skutki takiego wydarzenia mogą już mieć charakter globalny. Hipoteza Luisa W. Alvareza dotycząca wyginięcia dinozaurów usiłuje wyjaśnić to tajemnicze wydarzenie sprzed 65 milionów lat zderzeniem naszej planety z planetoidą lub kometą o średnicy około 10 km. Nie wnikając tu w szczegóły tego interesującego zagadnienia wspomnijmy tylko, że ostatnio odkryto prawdopodobnie pozostałość tej katastrofy. Wydaje się nią być krater Chicxulub, którego południowa część znajduje się w północno-zachodnim Jukatanie, a północna jest pogrążona w wodach Zatoki Meksykańskiej. Krater ma średnicę około 200 km, a jego głębokość dochodzi do 9 km.

Ocenia się, że około 90% zagrażających Ziemi obiektów to tzw. planetoidy bliskie Ziemi i komety krótkookresowe (o okresach obiegu wokół Słońca krótszych niż 20 lat). Średnio co kilkadziesiąt lat następuje przelot takiej planetoidy koło Ziemi

Przeglądając prace Sierpińskiego

Jerzy MIODUSZEWSKI

Funkcje aproksymują się *jednostajnie* z dokładnością do ε, jeśli ich wykresy odchylają się od siebie w każdym miejscu mniej niż o ε (rys. 1a).



Rys. 1. Aproksymacja jednostajna z dokładnością do ε (a) i punktowa z dokładnością do $(\varepsilon; x_1, x_2)$ (b).

Ale można aproksymować słabiej, nie wymagając, by funkcje f i g przylegały do siebie z dokładnością do ε wzdłuż całego wykresu, lecz jedynie w skończenie wielu punktach. Mianowicie, mówimy, że funkcje f i g aproksymują się z dokładnością do $(\varepsilon; x_1, \ldots, x_k)$, jeżeli

$$|f(x_1) - g(x_1)| < \varepsilon, \quad \ldots, \quad |f(x_k) - g(x_k)| < \varepsilon.$$

O ile przy aproksymacji jednostajnej funkcja aproksymowana z dowolną dokładnością ε funkcjami ciągłymi jest sama ciągła (znane twierdzenie z analizy), to przy tej słabszej aproksymacji, którą nazwiemy *punktową*, związek funkcji aproksymowanej z aproksymującymi ją jest luźniejszy.

Mimo to pewne własności – nazwijmy je umownie *arytmetycznymi* – przenoszą się. Odnotujmy na początek dwie tego rodzaju własności.

(I) Jeśli liczba jest okresem funkcji aproksymujących, jest także okresem funkcji aproksymowanej punktowo.

(II) Jeśli funkcje aproksymujące punktowo spełniają związek

(1) $$g(1-x) = 1 - g(x) \quad \text{dla dowolnego } x\,,$$

to funkcja aproksymowana też go spełnia.

Wspólny chwyt dowodowy – także i dla kilku późniejszych stwierdzeń – zilustrujemy dowodząc (I).

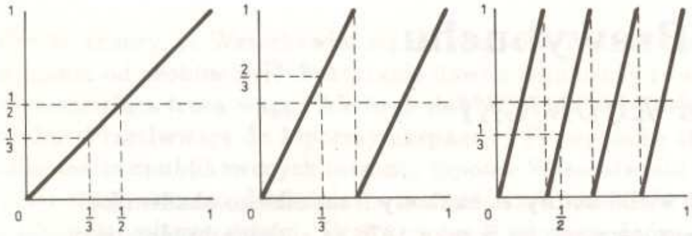
Oto, skoro funkcja f jest aproksymowana z dowolną dokładnością przewidzianą dla aproksymacji punktowej funkcjami o okresie r, więc jest aproksymowana nimi – dla każdego x i każdego ε – z dokładnością $(\varepsilon; x, x+r)$, co znaczy istnienie takiej funkcji g o okresie r, że $|f(x) - g(x)| < \varepsilon$ i $|f(x+r) - g(x+r)| < \varepsilon$, co zważywszy na okresowość, $g(x+r) = g(x)$, daje $|f(x+r) - f(x)| < 2\varepsilon$, a w rezultacie $f(x+r) = f(x)$ wobec dowolności ε.

Każda liczba dwójkowo wymierna, $r = k/2^s$, k całkowite, s naturalne, jest okresem każdej spośród funkcji

(2) $$f_n(x) = \{2^n x\}\,,$$

($\{a\}$ jest częścią ułamkową liczby a) jeśli tylko wskaźnik (liczba naturalna) n jest $\geq s$.

Wobec (I), liczby dwójkowo wymierne są okresami każdej funkcji nie będącej typu (2) aproksymowanej punktowo funkcjami (2). Okresy mogą być więc dowolnie małe. Wśród funkcji ciągłych jedynie funkcje stałe mają tę własność (zadanie z analizy na ciągłość).



Rys. 2. Funkcje $f_n(x) = \{2^n x\}$, $n = 0, 1, 2, \ldots$, $0 \le x < 1$.

Funkcje (2), jeśli zaniedbać ich zachowanie w punktach dwójkowo wymiernych, mają własność (1): ich wykresy są symetryczne względem $(1/2, 1/2)$. Ta własność, wobec (II), przenosi się na funkcje aproksymowane przez nie punktowo. Wartością funkcji stałej może być zatem jedynie $1/2$.

Funkcja $f(x) = 1/2$ nie jest jednak aproksymowana punktowo funkcjami (2). Jest tak m.in. dlatego, że w punkcie $1/3$ funkcje f_n przyjmują wartość $1/3$ lub $2/3$ zależnie od parzystości n, a stąd funkcja f aproksymowana przez nie przyjmuje w $1/3$ jedną z tych wartości (punktu $2/3$ dotyczy ta sama alternatywa). Podobne odchylenia od wartości $1/2$ pojawiają się w punktach reprezentujących ułamki o mianownikach $5, 7, \ldots$, a więc na zbiorze gęstym. Nie jest to jednak odchylenie znaczące, o czym świadczy spostrzeżenie, że zbiory punktów x, dla których $f(x) < 1/2$, oraz tych, dla których $f(x) > 1/2$, pozostaną rozłączne, jeśli się je przesunie względem siebie o liczbę dwójkowo wymierną, co jest prostą konsekwencją (I).

Ale i zbyt duża koncentracja funkcji f na wartości $1/2$ nie jest możliwa. Nie wyjaśniając, czym jest miara (w sensie Lebesgue'a), odnotujmy tylko, że funkcje f nie mogą przyjmować wartości $1/2$ na zbiorze miary dodatniej, i że w dowodzie tej własności wykorzystuje się spostrzeżenie, iż funkcje f_n mają własność *addytywności*, $\{g(x+y)\} = \{g(x) + g(y)\}$ (addytywnymi w tym sensie są wszystkie funkcje postaci $\{mx\}$, m całkowite), która przenosi się – jako jedna ze wspomnianych własności arytmetycznych – na funkcje aproksymowane punktowo.

Niech $A = \{x : f(x) = 1/2\}$. Jeśli, przeciwnie, miara A jest dodatnia, to istnieje takie $d > 0$, że jeśli $|t| < d$, to $A \cap (A + t) \neq \emptyset$ (twierdzenie Steinhausa). Weźmy, wśród wymienionych t takie, że $f_n(t)$ jest różna od 0 i $1/2$ dla każdego n (jest tak dla wszystkich t będących ułamkami nieskracalnymi postaci l/m, gdzie m nieparzyste; wtedy bowiem $f_n(l/m)$ jest ułamkiem właściwym o mianowniku m).

Niech $a \in A \cap (A + t)$. Mamy $a = b + t$, gdzie $b \in A$. Z addytywności dostajemy
$$\frac{1}{2} = f(a) = f(b+t) = f(b) + f(t) = \frac{1}{2} + \frac{k}{m},$$
$k = 1, \ldots,$ lub $m - 1$; mamy $0 = \frac{k}{m}$; sprzeczność.

Urywamy tu rozważania matematyczne, które mogły pozostawić wrażenie, że funkcji aproksymowanych punktowo funkcjami (2), poza nimi samymi, w ogóle nie ma. W istocie, pokazaliśmy – markując dowody – że nie ma ich co szukać wśród funkcji w dostatecznym stopniu porządnych. Jakieś inne zapewne nam się „wymknęły".

Na funkcje aproksymowane punktowo funkcjami $\{2^n x\}$ zwrócił uwagę w dwu pracach (1938, 1945) Wacław Sierpiński. Istnienie takich funkcji różnych od $\{2^n x\}$ uzasadnił za pomocą pewnika wyboru.

Z punktu widzenia topologii, zbiór *funkcji Sierpińskiego* usytuowany w przestrzeni funkcji, w której obowiązuje aproksymacja punktowa – topologia Tichonowa – jest tym samym co przestrzeń Čecha-Stone'a, kompaktyfikacja βN zbioru **N** liczb naturalnych. Ujęcie Sierpińskiego jest jedną z realizacji tej ważnej przestrzeni.

w odległości mniejszej niż odległość Księżyca od Ziemi. Pozostałe 10% przypada na komety długookresowe i tzw. komety jednopojawieniowe (o orbitach quasiparabolicznych), które stwarzają znacznie większe niebezpieczeństwo, ponieważ niosą znacznie większą energię niż planetoidy o porównywalnych masach (przelatują w pobliżu Ziemi z większymi prędkościami). Średnio jedna taka kometa na stulecie może znaleźć się między Ziemią a Księżycem.

Ostatnio wiele emocji (wyrażających się, między innymi, w bałamutnych często doniesieniach prasowych) wywołało zbliżenie do Ziemi planetoidy (4179) Toutatis oraz powrót w pobliże Słońca – po 130 latach – komety Swifta-Tuttle'a. Czy te dwa interesujące ciała niebieskie rzeczywiście zagrażają Ziemi?

Planetoida Toutatis, pierwotnie oznaczana 1989 AC, została odkryta 4 stycznia 1989 roku przez francuskiego astronoma C. Pollasa. Nazwana została imieniem bożka galijskiego strzegącego mieszkańców okupowanej przez Rzymian starożytnej Galii przed niebezpieczeństwami niebios. Jest typowym członkiem tzw. grupy Apollo, czyli tych właśnie planetoid, które mogą zbliżać się do Ziemi. Tym, co ją wyróżnia spośród ponad 150 znanych dotychczas obiektów tego rodzaju, jest najmniejsze nachylenie płaszczyzny jej orbity do płaszczyzny ekliptyki wynoszące zaledwie $0,47°$. Okrąża więc ona Słońce niemal w tej samej płaszczyźnie co Ziemia. Od momentu odkrycia obserwowano już tę planetoidę w trzech opozycjach, a także znaleziono kilka przedodkryciowych obserwacji z lipca 1988 roku oraz zidentyfikowano ją z planetoidą 1934 CT, tylko raz dotychczas obserwowaną w 1934 roku. Ten stosunkowo bogaty materiał obserwacyjny umożliwił dobre wyznaczenie jej orbity i zbadanie ewolucji jej ruchu.

Orbita Toutatisa ma mimośród równy 0,64 i wielką półoś wynoszącą 2,5 j.a. Przez peryhelium, oddalone od Słońca o 0,9 j.a., przeszła 13 listopada 1992 roku. Wkrótce potem, 8 grudnia 1992 roku, przeleciała koło Ziemi mijając ją w odległości 3,6 mln km (0,024 j.a.) z prędkością 11,2 km/s. Okres jej obiegu wokół Słońca wynosi prawie dokładnie 4 lata. Podobnych zbliżeń do Ziemi można więc oczekiwać co każde 4 lata w przyszłości. I rzeczywiście, precyzyjne obliczenia wykonane w Centrum Badań Kosmicznych

PAN wykazały, że 29 listopada 1996 roku Toutatis zbliży się do Ziemi na odległość 5,3 mln km, 31 października 2000 roku na odległość 10,9 mln km, a 29 września 2004 roku na odległość już tylko około 1,5 mln km (0,010 j.a.). Szczególnie to ostatnie zbliżenie może być interesujące, ale nie ze względu na – niemożliwe przecież – zderzenie jej z Ziemią, lecz na szansę dostrzeżenia wtedy planetoidy nawet gołym okiem (ale, niestety, tylko z półkuli południowej). Dodajmy, że w przeszłości (obliczenia przeprowadzono do 1900 roku) tak dużych zbliżeń do Ziemi nie miała.

Wykorzystując zbliżenie Toutatisa do Ziemi w 1992 roku zespół astronomów amerykańskich kierowany przez Stevena Ostro z Jet Propulsion Laboratory w Pasadenie wykonał sondowania radarowe tego obiektu za pomocą 70 m radioteleskopu w Goldstone w Kalifornii. W ich wyniku otrzymano jego obrazy w dniach 8, 9, 10 i 13 grudnia (reprodukujemy je na tylnej okładce). Po raz drugi w historii zobaczyliśmy tak dokładnie rzeczywiste kształty tego typu ciała niebieskiego (pierwszym obrazem asteroidy było zdjęcie Gaspry wykonane 29 października 1991 roku za pomocą sondy kosmicznej GALILEO). Największe zdziwienie wzbudziła podwójność planetoidy, która okazała się być jakby zlepkiem dwóch brył o średnicach 4 i 2,5 km. Okres jej rotacji oceniono na 10–11 dni. Powierzchnię pokrywają kratery; duży krater, wyraźnie widoczny na obrazie uzyskanym 9 grudnia, ma średnicę około 700 m.

Zainteresowanie astronomów kometą Swifta-Tuttle'a bierze się przede wszystkim stąd, że – jak od dawna już wiadomo – jest to obiekt macierzysty znanego roju meteorowego Perseid. Meteory tego roju obserwuje się co roku, najczęściej między 10 a 15 sierpnia, a zjawisko to jest znane pod nazwą łez św. Wawrzyńca. Dotychczas kometa ta była obserwowana tylko przez ponad trzy miesiące w 1862 roku. Nic więc dziwnego, że jej orbity nie dało się wyznaczyć na tyle dokładnie, by precyzyjnie przewidzieć jej powrót do Słońca w następnym pojawieniu. Wydawało się, że okres jej obiegu wokół Słońca wynosi około 120 lat. Komety poszukiwano więc już od początku lat osiemdziesiątych, ale udało się ją odnaleźć dopiero 26 września 1992 roku; szczęśliwym odkrywcą został japoński miłośnik astronomii Tsuruhiko Kiuchi.

Mit Prawybuchu

Konrad RUDNICKI

Gdyby nie wielki autorytet naukowy francuskiego akademika J.C. Peckera, uważano by w roku 1976 za zupełną bzdurę jego ówczesną wypowiedź, że **Prawybuch** (*Big Bang*) jest takim samym mitem, jak starożytna opowieść o **Pierwotnym Jaju**, z którego się wylągł Kosmos. Dziś natomiast jego pogląd zyskuje coraz więcej zwolenników. Coraz więcej znamy argumentów przeciw Prawybuchowi.

Za nim przemawiały dotąd przede wszystkim dwa fakty obserwacyjne. Pierwszy to korelacja odległości obiektów pozagalaktycznych z przesunięciami ku czerwieni w ich widmach interpretowanymi jako efekt Dopplera. Drugi to promieniowanie tła tłumaczone jako promieniowanie z wczesnej epoki po Prawybuchu.

Interpretacja dopplerowska przesunięć ku czerwieni staje się coraz bardziej wątpliwa. Wykryto wiele obiektów podwójnych o przesunięciach zupełnie odmiennych od siebie. Stwierdzono, że w grupach zawsze obiekt liniowo największy ma najmniejsze przesunięcie widmowe (a więc efekt zależny wyłącznie od budowy fizycznej galaktyki), wreszcie w ubiegłym roku stwierdzono pełną „kwantyzację" w przesunięciach ku czerwieni. Wszystkie przesunięcia w widmach galaktyk są wielokrotnościami przesunięć, jakie odpowiadałyby (w zaokrągleniu) prędkościom dopplerowskim 24, 36 lub 72 km/s, a odstępstwa od tych wartości odpowiadają ściśle niedokładnościom pomiarów. Jeśli tłumaczyć te przesunięcia dopplerowsko i kojarzyć z odległościami i rozszerzaniem Wszechświata, to trzeba by uznać, że wszystkie galaktyki leżą na „kryształowych" sferach o promieniach odpowiadających wspomnianym „kwantowym" wielkościom i o środku (Wszechświata!) w naszej Galaktyce.

Właściwości promieniowania tła o temperaturze 3 kelwinów można najprościej wytłumaczyć istnieniem pyłu międzygalaktycznego podgrzewanego przez okoliczne galaktyki.

Ważnym argumentem przeciw Prawybuchowi jest też istnienie wielkich aglomeracji galaktyk, jakie nie miałyby czasu powstać w żadnym scenariuszu ekspansji Wszechświata zgodnym z Prawybuchem. Istnieją dziesiątki innych ważkich argumentów.

Coraz częściej organizowane są imprezy naukowe przedstawiające alternatywne obrazy ewolucji Wszechświata w stosunku do „klasycznych" wyobrażeń jego rozwoju po Prawybuchu. Taką była narada robocza (tak zwany *workshop*) w maju 1993 roku w Princeton. Taką była XIII Krakowska Szkoła Kosmologii w roku 1992.

Te pasjonujące, świeżo odkrywane fakty obserwacyjne i poświęcane im imprezy są lekceważone przez stale jeszcze licznych, zagorzałych zwolenników Prawybuchu. I można tych zwolenników zrozumieć. Niektórzy całe życie poświęcili cyzelowaniu szczegółów tej hipotezy... Smutno by im było...

Czy to znaczy, że Wszechświat się nie rozszerza i że nie zaczynał istnienia od osobliwości? Faktycznie dawne argumenty za ekspansją Wszechświata tracą wagę. Ale brak dowodów nie jest dowodem braku. Przeciwwagę do hipotezy ekspansji i Prawybuchu stanowi kilkanaście opublikowanych ostatnio hipotez Wszechświata *quasi-stacjonarnego.* I właśnie ta mnogość i różnorodność stanowi o ich małej wiarygodności. Brak nowego Kopernika, który by stworzył całościowe wytłumaczenie tego, co obserwujemy. Mówi się tylko dość mgliście o **nowej fizyce**.

Można fakty empiryczne kojarzyć w całościowe hipotezy lub teorie, ale można też zestawiając je, pozwolić im samym mówić za siebie. Przyrodnik i poeta J.W. Goethe powiedział: „Kto nie odróżnia teorii od rzeczywistości, jest jak ten, kto nie odróżnia rusztowania od budynku". Hipoteza, teoria jest tylko narzędziem, nigdy zaś głównym obiektem badań przyrodnika. Wszystkie teorie są w istocie mitami, nieraz wspaniałymi mitami.

Mit o Prawybuchu jest nie mniej piękny niż mit o kosmicznym Pra-Jaju. Nawet jeśli merytorycznie będzie ostatecznie obalony, pozostanie trwale w historii myśli ludzkiej.

Redakcja czuje się w obowiązku zaznaczyć, że zdecydowana większość kosmologów nie podziela poglądów Autora – uważają hipotezę Prawybuchu za dobrze ugruntowaną. Ostatnie wyniki pomiarów wykonanych przez satelitę COBE są bardzo ważnym argumentem na rzecz tej hipotezy.

Zadania

Redaguje Paweł STRZELECKI

M 688. Udowodnić, że dla żadnego $k \in \mathbf{N}$ liczba 3^k nie jest sumą kwadratów dwóch liczb całkowitych różnych od zera.
Rozwiązanie na str. 12

M 689. Załóżmy, że n jest liczbą naturalną, a liczby a_i (dla $1 \le i \le n$) oraz p są rzeczywiste i dodatnie. Udowodnić nierówność

$$n \cdot \sum_{i=1}^{n} a_i^p \le \left(\sum_{i=1}^{n} a_i^{p+1}\right) \cdot \left(\sum_{i=1}^{n} a_i^{-1}\right).$$

Rozwiazanie na str. 12

M 690. O liczbach $a_1, \ldots, a_n$ wiadomo, że dla każdego k zachodzi nierówność $a_{k+1} - 2a_k + a_{k-1} \ge 0$ oraz $a_1 = a_n = 0$. Wykazać, że wówczas wszystkie a_j są niedodatnie.
Rozwiązanie na str. 12

Redaguje Jarosław KULPA

F 371. 30 czerwca 1908 roku na Syberii odnotowano wybuch o sile 16 megaton trotylu. Przypisuje się to upadkowi meteorytu zwanego Tunguskim, którego szczątków nie odnaleziono. Ocenić promień meteorytu Tunguskiego zakładając, że był to obiekt, którego prędkość względem Ziemi była rzędu prędkości Ziemi w ruchu wokół Słońca, tj. $v = 30$ km/s, a jego gęstość wynosiła $\rho = 2000$ kg/m^3 (typowa gęstość planetoid). Siła wybuchu 1 kg trotylu jest równa 3,7 MJ.
Rozwiązanie na str. 13

F 372. Pocisk wystrzelono pod kątem 45° z prędkością v_0. Oszacować, o ile będzie mniejsza prędkość pocisku w momencie uderzenia o ziemię. Zakładamy, że siła oporu powietrza w momencie wystrzału stanowi $\varepsilon = 5\%$ wagi pocisku. Siła oporu powietrza jest proporcjonalna do kwadratu prędkości pocisku.
Rozwiązanie na str. 13

Współczesne obserwacje, w sposób istotny wzbogacające materiał dla wyznaczenia orbity, umożliwiły już znacznie lepsze poznanie jej ruchu wokół Słońca, a nawet zidentyfikowanie jej z kometą obserwowaną w 1737 roku przez misjonarza jezuitę w Pekinie. Wykorzystanie danych z trzech pojawień się komety w latach 1737, 1862 i 1992/93 doprowadziło też do wniosku, że znalezione w dawnych zapiskach kronikarskich informacje o obserwacjach komet w latach 64 p.n.e. i 188 n.e. najprawdopodobniej także dotyczą komety Swifta-Tuttle'a. Dziś już wiadomo więc, że okres obiegu tej komety wokół Słońca wynosi 130 lat i że porusza się ona ruchem wstecznym po orbicie o mimośrodzie 0,96 i wielkiej półosi 26 j.a. położonej w płaszczyźnie nachylonej do płaszczyzny ekliptyki pod kątem 113°.

Podczas następnego powrotu w pobliże Słońca, 5 sierpnia 2126 roku, kometa Swifta-Tuttle'a minie Ziemię z prędkością 58 km/s w odległości 23,8 mln km. O zderzeniu jej wtedy z Ziemią nie może być więc mowy. Warto jednak wspomnieć, że minimalna odległość między orbitami komety i Ziemi wyniesie w tym czasie zaledwie 0,5 mln km. Jeszcze mniejsza odległość dzieliła orbity Ziemi i komety w 1992 roku: tylko około 60 tys. km! Gdyby więc kometa przeszła przez peryhelium kilka miesięcy wcześniej, bylibyśmy zapewne świadkami niezwykłego zjawiska na niebie. Jednak rzeczywista odległość, w jakiej przeleciała ona wtedy koło nas, była równa aż 175 mln km.