

# Saneczkarstwo – sport piękny, choć trudny

Bohdan MACUKOW

Chociaż sanki nie są tak popularne jak narty, niemal każdy z nas zjeżdżał z większych czy mniejszych gór. Sport saneczkowy i bobsleje ze względu na widowiskowe walory również cieszą się dużym zainteresowaniem. W Polsce saneczkarstwo jest uprawiane w kilku ośrodkach na południu kraju. Znajdują się tam naturalne tory, których okres użytkowania jest, niestety, bardzo krótki i uzależniony od kaprysów pogody. Budowano je przed laty korzystając z doświadczenia i intuicji trenerów oraz zawodników. Poprawki wprowadzano nieraz metodą prób i błędów. W końcu lat 60. i na początku 70. w krajach przodujących w saneczkarstwie – w Niemczech Wschodnich i Zachodnich oraz Austrii – powstały pierwsze tory sztucznie mrożone. W latach 80. przymierzano się do budowy takiego toru w Polsce, którego, z powodu burz dziejowych, ostatecznie nie zbudowano. Przy projektowaniu torów zaczęto wykorzystywać metody komputerowe umożliwiające symulację przejazdu. Dzięki temu można było wybrać optymalne parametry toru zapewniające bezpieczeństwo zawodników i zachowujące przy tym widowiskowość zawodów. Symulacje komputerowe stały się również pomocne dla zawodników i trenerów w opracowywaniu taktyki ślizgu.

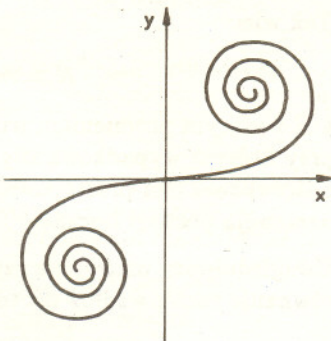
Najistotniejszymi charakterystykami przejazdu są chwilowe prędkości i przyspieszenia, jakich doznaje zawodnik głównie pod działaniem siły odśrodkowej. Przyspieszenia te są ograniczone przez regulaminy do 4 g dla bobslejów i 4,5 g dla sanek (g oznacza przyspieszenie ziemskie). Ważna jest jednak nie tylko maksymalna wartość przyspieszenia, ale jego przebieg w czasie, co wymaga precyzyjnego wyprofilowania wiraży.

Typowy wiraż składa się z dwóch krzywych przejściowych – wejściowej i wyjściowej – oraz, ewentualnie, odcinka łuku o stałym promieniu. Klasycznym rozwiązaniem jest stosowanie kłotoid jako krzywych przejściowych. Podczas przejazdu po kłotoidzie ze stałą prędkością następuje liniowa zmiana przyspieszenia (odśrodkowego).

Kłotoida (inaczej: spirala Cornu)  
– krzywa płaska, której krzywizna (zorientowana) jest proporcjonalna do długości (liczonej od ustalonego punktu – na rysunku od 0), a zatem zmienia się liniowo wraz z przebywaną drogą. Jej równania parametryczne są następujące

$$(x(t), y(t)) = \left( \int_0^t \cos \frac{ks^2}{2} ds, \int_0^t \sin \frac{ks^2}{2} ds \right),$$

gdzie stała  $k$  jest parametrem odróżniającym różne kłotoidy (jest to wspomniany wyżej współczynnik proporcjonalności). Nie są to wzory proste, więc w praktyce (np. w kolejnictwie) jako krzywe wprowadzające w zakręt i wyprowadzające z zakrętu używane są linie mające kształt wykresu  $y = x^3$ .



Rozważane są również krzywe przejściowe, przy których mamy logarytmiczną zmianę siły. Zapewnia to liniową zmianę obciążenia odczuwaną przez zawodnika (prawo Webera–Fechnera).

Prawo Webera–Fechnera – empiryczna reguła z pogranicza fizjologii i psychologii orzekająca, że liniowa zmiana odczuwania bodźca odpowiada wykładniczej zmianie jego intensywności. Prawo to stanowi zasadę decydującą o sposobie konstruowania urządzeń sterujących sprzętem audiowizualnym.

## Enigmat Gemingi rozwiązany!

Kazimierz STEPIEŃ

Czym jest Geminga?

Z wyglądem nocnego nieba usianego gwiazdami jesteśmy oswojeni od dzieciństwa – znamy najjaśniejsze gwiazdy i tworzone przez nie charakterystyczne układy nazywane gwiazdozbiorami. Trudno wyobrazić sobie, by nasze niebo wyglądało zupełnie inaczej. Ale przecież oko ludzkie reaguje na promieniowanie elektromagnetyczne z bardzo wąskiego przedziału długości fal, obejmującego zaledwie około 300 nm (nanometr – jedna miliardowa metra), między 400 i 700 nm. Zakres ten nazywamy widzialnym. A jak wyglądałoby niebo oglądane okiem czułym na zupełnie inny zakres promieniowania? W przypadku promieniowania o długości fali krótszej niż 300 nm odpowiedź do niedawna była trywialna – oglądane z powierzchni Ziemi niebo jest w tych długościach fal czarne (czy może ściślej – szare) i nie ma na nim żadnych gwiazd. Po prostu, atmosfera ziemska nie przepuszcza promieniowania krótkofalowego. By móc sensownie obserwować niebo w tych falach, niezbędne jest wyniesienie odbiornika promieniowania poza atmosferę. Systematyczne obserwacje w zakresie krótkich fal elektromagnetycznych prowadzimy dopiero od lat 70., gdy nauczyliśmy się umieszczać odbiorniki na sztucznych satelitach. Patrząc spoza atmosfery na niebo oczami czułymi tylko na ultrafiolet rozpoznalibyśmy jeszcze większość znanych nam z zakresu widzialnego gwiazd, choć zmieniłaby się ich hierarchia jasności. Ale niebo rentgenowskie, obserwowane w zakresie od 0,1 do 10 nm, wygląda już zupełnie inaczej. Jedną z najjaśniejszych gwiazd naszego nieba, Wega, jest rentgenowsko tak słaba, że z trudem rejestrują ją najczulsze odbiorniki. Z drugiej strony, najjaśniejszym źródłem rentgenowskim (poza, oczywiście, Słońcem) jest słabiutka gwiazda 13. wielkości, optyczny odpowiednik źródła Sco X-1. Jest to układ podwójny składający się z chłodnej gwiazdy podobnej do Słońca i gwiazdy neutronowej, na którą spada materia z drugiego składnika i rozgrzewając się podczas spadku świeci intensywnie w zakresie rentgenowskim. Drugim najjaśniejszym na niebie źródłem rentgenowskim jest mgławica Krab, w której środku znajduje się pojedyncza gwiazda neutronowa – pulsar.

W miarę postępu techniki opanowywano umiejętność budowy odbiorników czułych na coraz to szersze zakresy widma elektromagnetycznego. Jednym z ciekawszych był zakres promieniowania gamma. Rozciąga się on na fale o długości

mniej niż 0,1 nm. Zamiast długości fali częściej używa się w tym zakresie jednostek energetycznych, tzn. energii, jaką niesie ze sobą pojedynczy foton odpowiadający fali o długości  $\lambda$ . Wynosi ona  $E = h\nu = hc/\lambda$ , gdzie  $c$  jest prędkością światła,  $\nu$  częstotliwością fali, a  $h$  stałą Plancka. Długości fali równej 0,1 nm odpowiada energia nieco ponad 0,1 MeV (megaelektronowolt = milion eV). Tę wartość można zatem też uznać za granicę oddzielającą promieniowanie rentgenowskie od gamma. Rejestrowanie promieni gamma jest zadaniem nieprostym. Typowy kwant gamma ma energię 100 000 do 1 000 000 razy większą niż kwant optyczny, a prowadzimy obserwacje również kwantów gamma o energiach setek GeV, czyli jeszcze około 100 000 razy większych. Kwanty gamma są bardzo przenikliwe, więc zamiast np. odbić się od zwierciadła teleskopu i skupić w jego ognisku, przeszłyby przez nie swobodnie. Do ich obserwacji musimy zatem stosować zupełnie inne techniki. W obecnie używanych instrumentach obserwujemy je wykorzystując układ komór scyntylacyjnych lub iskrowych, w których przechodzący kwant wywołuje błysk optyczny lub wtórną kaskadę cząstek. Rejestrując następnie te zjawiska możemy odtworzyć kierunek i energię pierwotnego kwantu. Musimy przy tym nastawić się na rejestrację nawet pojedynczych kwantów – spodziewamy się ich przecież znacznie mniej niż w zakresie widzialnym.

Gdy na początku lat 70. umieszczono odbiornik promieniowania gamma na satelicie SAS-2, zarejestrował on podczas siedmiu miesięcy działania około 8 000 kwantów, z czego tylko część pochodziła ze źródeł punktowych. Wśród nich dwa najintensywniejsze zostały łatwo zidentyfikowane jako pulsary – pierwszy (jaśniejszy) to wspomniany już pulsar w Krabie, drugi – to inny pulsar, w gwiazdozbiornie Vela. Trzeciemu najjaśniejszemu źródłu nie odpowiadał na niebie żaden „podejrzany” obiekt. Trzeba tu jednak podkreślić, że dokładność wyznaczenia położenia źródła promieniowania gamma na niebie była podówczas dość niska i w przedziałach niepewności tego położenia można było znaleźć wiele słabych gwiazdek. Próby identyfikacji zagadkowego źródła gamma na drodze optycznej, radiowej czy wręcz rentgenowskiej nie przynosiły definitywnego rozstrzygnięcia. Nazwano je GEMINGA. Nawet ta nazwa stała się elementem zagadki. Jedni twierdzili, że jest to po prostu złożenie nazwy gwiazdozbiornu, w którym je odkryto, (Gemini, czyli Bliźnięta) i słowa gamma. Inni zauważyli, że geminga po włosku (w dialekcie mediolańskim) znaczy tyle co, „tego tam nie ma” i lansowali tę, bardziej romantyczną, interpretację.

Pełny opis ruchu sanek czy bobslejów po torze jest bardzo złożony i wymaga wprowadzenia wielu stopni swobody. Po licznych próbach i porównaniach okazało się jednak, że całkiem dobry opis uzyskuje się w najprostszym modelu o jednym stopniu swobody, w którym zawodnika z sankami przedstawia się jako punkt materialny. Dalej przedstawiamy oddzielnie opis jego ruchu wzdłuż i w poprzek osi toru.

W przypadku ruchu podłużnego, który przyjmujemy za zgodny z osią  $x$ , mamy następujące równanie wyrażające drugą zasadę dynamiki Newtona

$$m\ddot{x} = mg \sin \alpha - P_x - F_T,$$

gdzie  $m$  jest masą obiektu,  $\alpha$  kątem nachylenia toru do poziomu,  $P_x$  siłą oporu aerodynamicznego, a  $F_T$  siłą tarcia płóz o powierzchnię lodu. Kropka oznacza pierwszą, a dwie kropki – drugą pochodną względem czasu. Przyjmuje się zwykle, że siła oporu jest proporcjonalna do powierzchni  $S$  przekroju prostopadłego do kierunku ruchu, kwadratu prędkości  $\dot{x}$  i gęstości powietrza  $\rho$ . A zatem

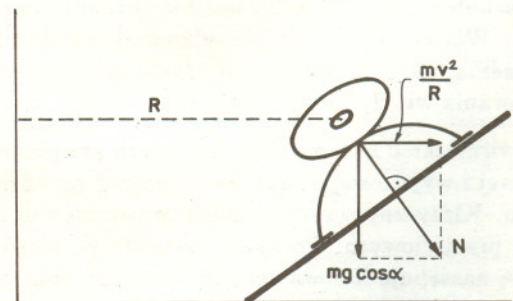
$$P_x = C_x \rho S \dot{x}^2.$$

Wprowadzono tutaj dobraćany doświadczalnie bezwymiarowy czynnik  $C_x$ , wyrażający zależność oporu aerodynamicznego od kształtu poruszającego się obiektu.

Siłę tarcia wybrano w postaci

$$F_T = N \mu,$$

gdzie  $\mu$  jest współczynnikiem tarcia dobraćanym na podstawie pomiarów,  $N$  zaś siłą nacisku uwzględniającą siłę ciężkości i siłę odśrodkową (rys. 1).



Rys. 1

Tak więc

$$N = m \sqrt{g^2 \cos^2 \alpha + \frac{\dot{x}^4}{R^2}},$$

z  $R$  będącym promieniem wirażu. Zakłada się prawidłowy przejazd, przy którym wypadkowa siły nacisku grawitacyjnego i siły odśrodkowej jest prostopadła do powierzchni toru. Wówczas nie następują poślizgi boczne.

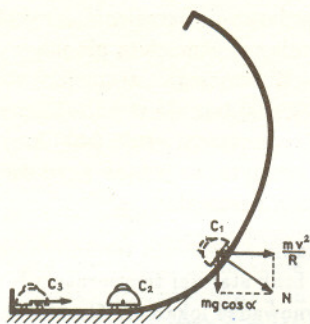
Uwzględnivszy omówione czynniki otrzymujemy następujące równanie ruchu wzdłuż osi toru

$$\ddot{x} = g \sin \alpha - \frac{C_x \rho S}{m} \dot{x}^2 - \mu \sqrt{g^2 \cos^2 \alpha + \frac{\dot{x}^4}{R^2}}.$$

Rozwiązując je numerycznie znajdujemy jako funkcje czasu: przebieg  $x(t)$ , prędkość  $\dot{x}(t)$  oraz przyspieszenie  $\ddot{x}(t)$ .

Ruch w płaszczyźnie prostopadłej do toru analizujemy w modelu zilustrowanym na rysunku 2. Jak poprzednio, załogę wraz z sankami przedstawiamy jako punkt materialny, na którego ruch nakłada się więzy kinematyczne wynikające z geometrii poprzecznego przekroju

toru. Ponieważ przekrój ten zmienia się z długością toru, w naszym modelu zmienia się on w czasie. Symulacje wykazały, że przy rozważaniu ruchu poprzecznego można przyjąć prędkość wzdłuż toru jako stałą. Ze względu na niewielkie prędkości poprzeczne można również zaniedbać siłę tarcia i oporu aerodynamicznego w ruchu poprzecznym. Dzięki temu analiza znacznie się upraszcza.



Rys. 2

Przedstawiony powyżej model ruchu sanek zastosowano do analizy ślizgów na starym, nie używanym już torze ziemnym w Mikuszowicach koło Bielska Białej. Symulacje wykazały, że na jednym z wiraży zawodnicy powinni doznawać przyspieszenia dochodzącego aż do 6 g przy dużej prędkości. Okazało się, że rzeczywiście wiraż ten był miejscem wielu niebezpiecznych wywrotek.

Model wykorzystano również przy projektowaniu toru sztucznie mrożonego. Niestety, jak już wspominałem, projekt ten nie doczekał się realizacji. Może w przyszłości...



## Zadania

Redaguje Paweł STRZELECKI

**M 699.** Udowodnić, że w dowolnym czworokącie wypukłym o polu  $P$  i obwodzie  $L$  można umieścić pewien okrąg o promieniu  $P/L$ .  
Rozwiązanie na str. 15

**M 700.**  $P$  jest pewnym wielomianem o współczynnikach całkowitych. Wiadomo, że liczby  $P(0)$  i  $P(1)$  są nieparzyste. Czy  $P$  może mieć pierwiastki całkowite?  
Rozwiązanie na str. 16

**M 701.** Udowodnić, że istnieje taka liczba  $a$ , dla której równanie

$$[x\sqrt[3]{x}] + [y\sqrt[3]{y}] = a$$

ma przynajmniej 1994 różne rozwiązania  $(x, y)$  w liczbach naturalnych.  
Rozwiązanie na str. 14

Redaguje Jarosław KULPA

**F 379.** Obliczyć maksymalne natężenie oświetlenia na jednej z plaż nad Bałtykiem w bezchmurny dzień na początku lata. Szerokość geograficzna wybrzeża jest równa  $\phi = 54^\circ$ , zwrotnik Raka ma szerokość geograficzną  $\phi_0 = 23^\circ$ .

Dane dotyczące Słońca: wydajność fotometryczna  $\eta = 7,55 \text{ cd/W}$ , promień  $R = 696 \text{ tys. km}$ , efektywna temperatura powierzchni  $T = 5780 \text{ K}$ , odległość Ziemi od Słońca  $r = 159 \text{ mln km}$ .  
Rozwiązanie na str. 10

**F 380.** Obliczyć stosunek oświetleń powierzchni Ziemi w dzień i w noc księżycową podczas pełni przy tej samej przejrzystości nieba oraz przy tej samej wysokości Księżyca, jak i Słońca, nad horyzontem. Promień Księżyca  $R = 1738 \text{ km}$ , odległość Księżyca od Ziemi  $r = 384 \text{ tys. km}$ , albedo (stosunek energii odbitej do padającej)  $a = 0,07$ .  
Rozwiązanie na str. 10

Gdy w latach 80. prowadzono intensywne obserwacje pola Gemingi za pomocą satelity rentgenowskiego Einstein, wykryto słabe źródło promieni X, które w parę lat później zidentyfikowano z bardzo słabą gwiazdą 25. wielkości gwiazdowej. Takie gwiazdy były do niedawna w ogóle niedostępne obserwacjom, nawet przy użyciu największych istniejących teleskopów. Dopiero najnowsze osiągnięcia w dziedzinie zwiększania czułości detektorów pozwoliły na zarejestrowanie światła przychodzącego z tak nikłych źródeł. Wysunięto sugestię, że wykryty rentgenowsko i optycznie obiekt to Geminga. Ale, jeżeli tak, to stosunek energii promieniowanej w dziedzinie gamma do energii w dziedzinie X musi wynosić co najmniej 1000, a z kolei jasność energetyczna w dziedzinie X jest też około 1000 razy większa niż w zakresie optycznym! Innymi słowy, obiekt promieniuje praktycznie wyłącznie w wysokoenergetycznym zakresie gamma z zanedbywalnym dodatkiem w innych przedziałach widmowych. Nie znamy drugiego kosmicznego źródła promieniowania o tak osobliwym rozkładzie energii.

Pulsary w Krabie i Veli są bardzo młode – wskazują na to zarówno ich krótkie okresy rotacji (0,033 s i 0,089 s), jak i bardzo szybkie jej spowalnianie. Wiek pulsarów, obliczony z podzielenia okresu rotacji przez tempo spowalniania, wynosi około 1000 lat dla pulsara w Krabie i około 200 000 lat dla pulsara w Veli. Tempo rozszerzania się mgławicy Krab wskazuje, że powstała ona również około 1000 lat temu. W starych kronikach znaleziono zapis o obserwacjach bardzo jasnej gwiazdy w 1054 r., w miejscu, gdzie obecnie znajduje się Krab. Przyjmujemy zatem, że wtedy właśnie nastąpił wybuch supernowej, po którym pozostał pulsar i szybko rozszerzająca się mgławica. Definitywnym dowodem na to, że obserwowane w tym kierunku źródło promieni gamma to pulsar, było stwierdzenie występowania zmian strumienia promieniowania gamma dokładnie z tym samym okresem, z jakim zmienia się strumień optyczny, radiowy i rentgenowski pulsara (rys. 1).

Podobna sytuacja występuje w przypadku pulsara w Veli. Można więc przyjąć za udowodniony obserwacyjnie fakt, że młode pulsary promieniają intensywnie w zakresie gamma. Wysunięto zatem przypuszczenie, że Geminga to też młody pulsar. Przez wiele lat była to jednak tylko hipoteza, na słuszność której brakowało przekonujących dowodów.

Decydujący dowód znaleziono dopiero mniej więcej rok temu. Historia jego odkrycia jest następująca. W marcu 1991 r. wykonano szereg

# Ucieczka atmosfer

Krzysztof REJMER

Prawie wszystkie planety należące do Układu Słonecznego mają atmosfery – otaczające je gazowe powłoki o grubościach stosunkowo niewielkich w porównaniu z ich rozmiarami. Określenie „grubość atmosfery” jest, oczywiście, umowne, ponieważ atmosfera nie ma wyraźnej granicy, lecz zanika w sposób ciągły. W przypadku atmosfery ziemskiej zaledwie jedna milionowa część jej masy znajduje się w odległości większej niż 100 km od powierzchni (promień Ziemi wynosi około 6400 km). Widać stąd wyraźnie, że choć jej granica jest rozmyta, to jednak powłoka atmosfery jest bardzo cienką warstwą otaczającą naszą planetę.

Atmosfera nie jest w stanie równowagi termodynamicznej (o czym świadczy, na przykład, brak stałości temperatury), możemy najwyżej mówić o nietrwalej równowadze lokalnej. Cząsteczki gazu nieustannie zderzają się i co pewien czas któraś z nich uzyskuje prędkość większą lub równą drugiej prędkości kosmicznej, a wtedy może ona uciec z atmosfery, o ile w kolejnych zderzeniach nie utraci tej prędkości. Względna liczba takich cząsteczek nie jest wprawdzie duża, jednak po dostatecznie długim czasie utrata cząsteczek przez atmosferę może być znaczna. Tempo rozplywania się atmosfery warunkowane jest nie tylko przez siły grawitacji, lecz także przez temperaturę i skład chemiczny. Zachowując ostrożność można pokusić się o oszacowanie tego tempa na podstawie wzorów równowagowej fizyki statystycznej, należy jednak przy tym pamiętać, że w rzeczywistości atmosfera nie jest układem w stanie równowagi. Gęstość prawdopodobieństwa tego, że cząsteczka gazu atmosferycznego ma prędkość  $v$ , jest określona rozkładem Boltzmanna

$$p = a e^{-\frac{E}{k_B T}},$$

gdzie  $E$  jest energią równą  $\frac{mv^2}{2} - \frac{g_0 m R^2}{r}$ ,  $R$  jest promieniem planety,  $g_0$  – przyspieszeniem grawitacyjnym na jej powierzchni,  $r$  – odległością od jej środka,  $m$  – masą cząsteczki,  $v$  – jej prędkością,  $T$  – temperatura,  $k_B$  – stałą Boltzmanna. Stałą  $a$  wyznaczamy z warunku normalizacji; prawdopodobieństwo znalezienia gdziekolwiek cząsteczki z jakąkolwiek prędkością jest równe jedności. Tu jednak spotyka nas niemiła niespodzianka. Całka

$$\int_R^{\infty} r^2 e^{-\frac{g_0 m R^2}{k_B T r}} dr$$

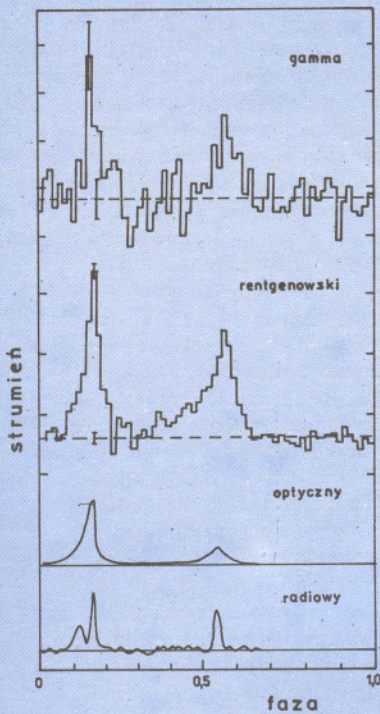
jest rozbieżna w nieskończoności. Jest to konsekwencja długiego zasięgu sił grawitacji, ich bardzo powolnego zanikania. W rzeczywistości sytuacja jest jeszcze gorsza, ponieważ w dostatecznie dużej odległości od powierzchni planety istotne zaczyna być oddziaływanie grawitacyjne ze strony Słońca i innych planet, a wtedy prosty, centralny potencjał traci rację bytu. Gdybyśmy całkowali po skończonym obszarze przestrzeni, uniknęlibyśmy wprawdzie rozbieżności, musimy jednak zdawać sobie sprawę z tego, że dążąc do równowagi atmosfera rozprasza się w całą przestrzeń.

Wykonamy teraz oszacowanie pozwalające zrozumieć, czym może być ten hipotetyczny stan końcowy. Gęstość prawdopodobieństwa  $p(r)$  znalezienia cząsteczki w odległości  $r$  od środka planety jest proporcjonalna do  $e^{m g_0 R^2 / k_B T r}$  (pomijamy wpływ innych ciał niebieskich). Wynika stąd, że

$$\frac{p(r)}{p(R)} = e^{\frac{m g_0 R^2}{k_B T r}} e^{-\frac{m g_0 R^2}{k_B T R}}.$$

Gęstość cząsteczek  $h(r)$  w odległości  $r$  od środka planety jest proporcjonalna do prawdopodobieństwa  $p(r)$ :

$$\frac{h(r)}{h(R)} = \frac{p(r)}{p(R)}.$$



Rys. 1. Strumienie promieniowania z różnych zakresów widmowych, wysyłane przez pulsar w Krabie, zmieniają się z tym samym okresem, równym 0,0332 s. Precyzja obserwacji pozwala stwierdzić, że maksima strumieni we wszystkich obserwowanych zakresach dokładnie pokrywają się. Charakterystyczne jest występowanie dwóch maksimów w czasie jednego okresu, związane zapewne z faktem, że ukierunkowane wiązki pochodzące z okolicy obydwu biegunów magnetycznych trafiają w Ziemię.

obserwacji wspomnianego wyżej słabego źródła, mającego położenie zbieżne z Gemingą, za pomocą nowego, czulszego satelity rentgenowskiego ROSAT. Łączny czas obserwacji wynosił około 4 godzin. Mimo tego że, jak już wspominaliśmy, całkowita energia na jednostkę czasu, wypromieniowywana w przedziale rentgenowskim, jest dużo mniejsza niż w przedziale promieniowania gamma, to jednak liczba zaobserwowanych kwantów była w tym zakresie promieniowania znacznie wyższa niż w zakresie gamma (ogółem zarejestrowano ponad 7600 kwantów). Pozwoliło to na dokonanie szczegółowej analizy periodogramowej, która doprowadziła do wykrycia zmian w strumieniu rentgenowskim z okresem równym 0,237 s. Otrzymana okresowość jest dobrze widoczna również w poszczególnych fragmentach ciągu obserwacji i zachowuje się stabilnie. Wyraźnie ją widać we wszystkich pasmach energetycznych, w jakich prowadzone były obserwacje. Wszystkie obserwacje układają się w charakterystyczną krzywą, podobną do typowych pulsów rentgenowskich (rys. 2).

Wynika stąd, że

$$h(\infty) = h(R)e^{-\frac{mg_0 R}{k_B T}}$$

Widać stąd, że w końcowym stanie równowagi gęstość  $h(R)$  cząstek przy powierzchni planety musi być równa zeru. W przeciwnym przypadku byłaby ona niezerowa w nieskończoności, a to oznaczałoby nieskończoną masę atmosfery. Czynniki  $e^{-\frac{mg_0 R}{k_B T}}$  dla Ziemi jest rzędu  $10^{-350}$ , a więc bardzo mały. Gdybyśmy założyli, że Księżyc miał kiedyś atmosferę taką jak Ziemia, to dla Księżyca wynosiłby on  $10^{-16}$ , a więc byłby znacznie większy niż dla Ziemi. Wiąże się to ze znacznie większą prędkością rozprzeczania się atmosfery w przypadku Księżyca.

### Model ucieczki atmosfery

Możemy rozważyć dwa skrajne przypadki: atmosferę gęstą i atmosferę rzadką. W gęstej atmosferze cząsteczka nieustannie zderza się z innymi cząsteczkami. Nawet gdy uzyska prędkość równą co najmniej drugiej prędkości kosmicznej, w następnym zderzeniu może ją utracić. Średni czas upływający między kolejnymi zderzeniami wynosi

$$\tau_1 = \frac{1}{\sqrt{2}\pi a^2 h(r) v_{sr}}$$

gdzie  $a$  jest średnicą cząsteczki (wielkość rzędu  $10^{-10}$  m),  $h(r)$  jest gęstością cząstek w odległości  $r$  od środka planety,  $v_{sr}$  zaś to średnia prędkość cząsteczki.

Jeśli atmosfera jest rzadka, cząsteczka wylatująca ku górze ma niewielką szansę na zderzenie z inną cząsteczką. Jeśli ma prędkość większą lub równą drugiej prędkości kosmicznej, ucieka do nieskończoności, jeśli nie – opada i zderza się z powierzchnią planety lub niżej leżącą warstwą atmosfery. Przypadek ten będzie opisywał ostatnią fazę ewolucji atmosfery lub ucieczkę cząstek z jej górnych warstw, których gęstość nigdy nie jest duża. Jeśli średni czas upływający między kolejnymi zderzeniami jest większy lub przynajmniej porównywalny ze średnim czasem, po jakim cząsteczka opada, możemy posługiwać się przybliżeniem rzadkiej atmosfery. Czas opadania cząsteczki oszacujemy w oparciu o wzory opisujące rzut ukośny. Cząsteczka wyrzucona pod kątem  $\alpha$  do poziomu z prędkością  $v_{sr}$  spada po czasie

$$t = \frac{2v_{sr} \sin \alpha}{g}$$

Uśredniając go względem kątów z przedziału  $[0, \pi/2]$  otrzymujemy średni czas, po jakim cząsteczka opada

$$\tau_2 = \frac{4v_{sr}}{\pi g}$$

Prawdopodobieństwo tego, że najpóźniej po  $k$  zderzeniach (czyli po czasie  $t = k\tau_2$ ) cząsteczka uzyska prędkość równą lub większą od drugiej prędkości kosmicznej wynosi

$$P_k = S + (1-S)S + (1-S)^2 S + \dots + (1-S)^k S$$

Pierwszy wyraz sumy jest prawdopodobieństwem tego, że cząsteczka już na początku miała prędkość umożliwiającą ucieczkę. Wyraz  $(1-S)^i S$ , jest prawdopodobieństwem uzyskania jej dopiero w  $i$ -tym zderzeniu. Powyższa suma jest sumą wyrazów szeregu geometrycznego, a zatem

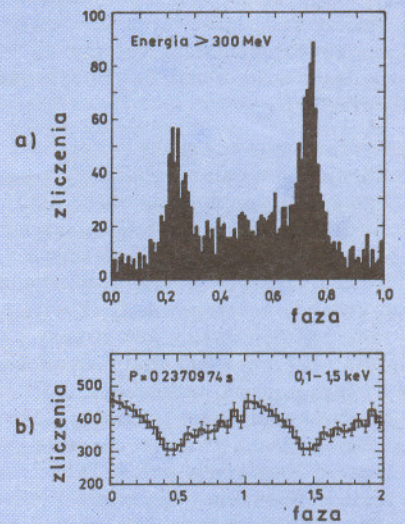
$$P_k = 1 - (1-S)^{k+1}$$

Prawdopodobieństwo tego, że cząsteczka pozostanie w atmosferze, wynosi  $1 - P_k$ , czyli  $(1-S)^{k+1}$ , gdzie  $k = t/\tau_2$ . Możemy zapisać je jako

$$q(t) = (1-S)e^{t \ln(1-S)/\tau_2}$$

gdzie  $1-S$  jest początkową wartością tego prawdopodobieństwa. Ponieważ  $S$  jest bardzo małe w porównaniu z jednością, możemy posłużyć się przybliżeniem

$$\ln(1-S) \approx -S,$$



Rys. 2. Strumień promieniowania rentgenowskiego Gemingi z zakresu 0,1 – 1,5 keV otrzymany za pomocą satelity ROSAT zmienia się z okresem 0,237 s, ale widoczne jest tylko jedno maksimum na okres (a). Strumień promieniowania gamma otrzymany z Comptonowskiego Obserwatorium Promieniowania Gamma zmienia się z tym samym okresem, ale krzywa zmian ma dwa maksima (b). Niedokładności obserwacji nie pozwalają na dokładne porównanie faz obserwacji z obydwu zakresów.

Autorzy tych obserwacji ogłosili swoją publikację w połowie 1992 r. i natychmiast sygnęły się dalsze wyniki. Na orbicie znajduje się od niedawna satelita o nazwie Comptonowskie Obserwatorium Promieniowania Gamma (*Compton Gamma-Ray Observatory*), który prowadzi obserwacje w wielu zakresach energetycznych gamma z dużo wyższą czułością niż poprzednie instrumenty. Oczywiście, wśród pierwszych obserwowanych obiektów znalazła się i Geminga. Gdy podano do publicznej wiadomości okres pulsowania rentgenowskiego, postanowiono sprawdzić, czy aby strumień promieniowania gamma pochodzący z Gemingi też nie zmienia się z tym samym okresem. Analiza danych zebranych w ciągu 50 dni wykazała nie tylko, że strumień promieniowania gamma rzeczywiście zmienia się z okresem około 0,237 s, ale można było ponadto wykryć tempo zmian tego okresu, co od razu prowadzi do wieku pulsara. Na wiek Gemingi otrzymano wartość około 300 000 lat. Inna grupa naukowców sięgnęła do starych obserwacji Gemingi z przełomu lat 70. i 80. (prowadzonych za pomocą satelity Cos-B) i bez trudu stwierdziła również i w nich obecność okresu około 0,237 s. Dokładna wartość znalezionej wartości okresu wynosiła nieco mniej niż wyznaczona za pomocą ROSATA, co potwierdziło istnienie stałego wydłużania się. Obliczone tempo zmian okazało się bliskie wartości otrzymanej z danych pochodzących z Obserwatorium

Comptonowskiego, tyle że, ze względu na dłuższą bazę czasową, mogło być wyznaczone dokładniej. Autorzy stwierdzają w konkluzji, że „to było tam cały czas!”

Zaobserwowanie tak silnego promieniowania gamma świadczy, że jego źródło znajduje się blisko nas. Oszacowania wskazują, że Geminga leży w odległości około 300 lat świetlnych od Słońca, co czyni ją najbliższą, znaną nam gwiazdą neutronową. Całkowita jej moc promieniowania jest 10 razy większa niż Słońca, ale gdyby znajdowała się na jego miejscu, widzielibyśmy ją w dziedzinie optycznej po prostu tylko jako bardzo jasną gwiazdę, znacznie słabszą od Księżyca w pełni. Tyle że takie porównania mają bardzo hipotetyczny charakter. Nie przeżylibyśmy śmiertelności zalewu kwantami gamma, a i Księżyc nie świeciłby tak jasno, jak teraz, gdy odbija światło Słońca.

### Jak Geminga produkuje kwanty gamma?

Identyfikacja Gemingi z młodym pulsarem wyjaśnia główną zagadkę związaną z nią, ale, jak to zwykle bywa z ważnymi odkryciami, stawia nowe pytania i problemy. Dlaczego Geminga promieniuje tysiąc razy więcej energii w zakresie gamma niż w rentgenowskim i milion razy więcej niż w optycznym? Proporcje te dla innych znanych młodych pulsarów wyglądają inaczej. Czy zatem Geminga jest wyjątkiem, czy też każdy młody pulsar musi przejść przez stadium Gemingi? Aby na te pytania odpowiedzieć choćby hipotetycznie, musimy przyrzeć się mechanizmom promieniowania pulsarów nie będących składnikami układów podwójnych.

Zgodnie z naszą wiedzą, pulsary pojedyncze wytwarzają fale elektromagnetyczne poprzez mechanizm promieniowania nietermicznego, a w szczególności poprzez oddziaływanie cząstek naładowanych z silnym polem magnetycznym. Mechanizm ten wygląda następująco: szybko rotująca gwiazda neutronowa, mająca potężne pole magnetyczne o natężeniu  $10^{12}$  Oe (czyli rzędu  $10^{14}$  A/m), wytwarza bardzo silne pole elektryczne, które mimo olbrzymiej siły grawitacji panującej na jej powierzchni wyrwa z gwiazdy naładowane elektrycznie cząstki. W tym samym polu elektrycznym cząstki nabierają szybko prędkości bliskich prędkości światła, a ich energia sięga  $10^{14}$  eV. Poruszając się wzdłuż zakrzywionych linii pola magnetycznego emitują wysokoenergetyczne promieniowanie elektromagnetyczne. Niektóre kwanty tego promieniowania rozpadają się na pary elektron-pozyton, które znow ulegają

czyli

$$q(t) = (1 - S)e^{-t/T_u}, \text{ gdzie } T_u = \frac{\tau_2}{S}.$$

Prawdopodobieństwo znalezienia cząsteczki w rzadkiej atmosferze maleje wykładniczo z czasem.  $T_u$  jest czasem, po jakim zmaleje ono  $e$ -krotnie. Charakteryzuje on tempo zaniku atmosfery.

Jeśli planeta prócz zewnętrznej, rzadkiej warstwy ma także gęstą część atmosfery, z której cząsteczki praktycznie nie uciekają, otrzymany czas ucieczki będzie zaniżony, jak można oszacować, w takim stosunku, w jakim pozostają masy całej atmosfery i jej rzadkiej warstwy.

### Oszacowanie prawdopodobieństwa $S$

W modelu gazu doskonałego o punktowych, nie oddziałujących cząsteczkach mamy

$$S = \frac{1}{A} \int_{v_2}^{\infty} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} dv,$$

gdzie  $A = \int_0^{\infty} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} dv = \frac{1}{4} \sqrt{\pi} \left( \frac{m}{2k_B T} \right)^{-3/2}$  oraz  $v_2$  jest drugą prędkością kosmiczną. Całkę we wzorze określającym prawdopodobieństwo  $S$  oszacujemy następująco

$$\int_{v_2}^{\infty} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} dv \approx v_2 \int_{v_2}^{\infty} v e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} dv = \frac{v_2 k_B T}{m} e^{-\frac{mv_2^2}{2k_B T}}.$$

Jest to możliwe, ponieważ ze względu na szybko zanikający czynnik  $e^{-\frac{mv_2^2}{2k_B T}}$  wkład do całki pochodzący od dużych wartości  $v$  jest zanedbywalnie mały. Otrzymujemy więc

$$S \approx 2v_2 \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{1/2} e^{-\frac{mv_2^2}{2k_B T}}.$$

### Ziemia i Księżyc

Na podstawie otrzymanych wzorów oszacujemy teraz tempo rozplywania się atmosfery ziemskiej i hipotetycznej atmosfery Księżyca.

W przypadku Ziemi cząsteczki będą uciekały głównie z górnych, rzadkich warstw atmosfery. Na wysokości 400 km nad powierzchnią Ziemi temperatura wynosi około 1800 K, gęstość zaś  $n = 2 \cdot 10^{13}$  cząsteczek/m<sup>3</sup>. W tych warunkach mamy

$$v_{\text{sr}} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}} = 1235 \text{ m/s}.$$

Druga prędkość kosmiczna na tej wysokości wynosi

$$v_2 = \sqrt{\frac{2g_0 R^2}{R+h}} = 10900 \text{ m/s},$$

a przyspieszenie grawitacyjne

$$g = g_0 \left( \frac{R}{R+h} \right)^2 = 8,7 \text{ m/s}^2.$$

Czasy  $\tau_1$  i  $\tau_2$  wynoszą:  $\tau_1 = 914 \text{ s} \approx 15 \text{ min}$ ,  $\tau_2 = 90 \text{ s} = 1,5 \text{ min}$ , a zatem średni czas opadania jest dziesięciokrotnie krótszy od średniego czasu upływającego między zderzeniami. Możemy więc zastosować przybliżenie rzadkiej atmosfery. Otrzymamy wówczas  $S \approx 10^{-50}$ , czyli

$$T_u = \frac{\tau_2}{S} \approx 10^{47} \text{ s} \approx 10^{30} \text{ mld lat}.$$

Jest to czas dużo większy niż czas życia Wszechświata (około 20 mld lat). Tak więc Ziemia nie mogła stracić atmosfery.

Dla Księżyca założymy, że jego hipotetyczna atmosfera była taka sama jak ziemska. W tych warunkach czas upływający między zderzeniami będzie taki sam, jak dla Ziemi ( $\tau_1 = 15 \text{ min}$ ), natomiast czas opadania ( $\tau_2 = 2700 \text{ s} \approx 45 \text{ min}$ ) jest dłuższy od średniego czasu upływającego

między zderzeniami. Łatwo jednak zauważyć, że tak naprawdę ważny jest sam czas wznoszenia się cząsteczki, czyli 22,5 min. Różni się on niewiele od średniego czasu upływającego między zderzeniami, od biedy możemy więc zastosować przybliżenie rzadkiej atmosfery. Druga prędkość kosmiczna dla Księżyca wynosi  $v_2 = 2400$  m/s, a przyspieszenie grawitacyjne na jego powierzchni jest równe  $g_0 = 1,62$  m/s<sup>2</sup>. Ostatecznie otrzymujemy

$$S \approx 10^{-2} \text{ czyli } T_u = \text{kilkadziesiąt godzin.}$$

Widzimy więc, że jeśli Księżyc miał kiedykolwiek atmosferę, a warunki, jakie w niej panowały, były takie, jak w górnych warstwach atmosfery Ziemi, to prawie natychmiast ją utracił. Atmosfera ta rozplynęła się we Wszechświecie, ponieważ siły grawitacji Księżyca były zbyt słabe, żeby utrzymać ją przy powierzchni globu.

### Inne planety Układu Słonecznego

Na zakończenie oszacujemy prędkość rozplywania się atmosfer kolejnych planet Układu Słonecznego, przyjmując za stan początkowy obecnie panujące tam warunki.

**Merkury** – bardzo rzadka atmosfera, temperatura 300–420 K,

$$T_u \text{ rzędu } 10^5 \text{ mld lat.}$$

**Venus** – bardzo gęsta atmosfera, temperatura 750 K, główny składnik CO<sub>2</sub>,

$$T_u \text{ rzędu } 10^{145} \text{ mld lat.}$$

**Mars** – rzadka atmosfera, temperatura 220–270 K, główny składnik CO<sub>2</sub>,

$$T_u \text{ rzędu } 10^{91} \text{ mld lat.}$$

**Jowisz** – gęsta atmosfera, temperatura 130 K, główne składniki wodór i hel,

$$T_u \text{ rzędu } 10^{1363} \text{ mld lat.}$$

**Saturn** – gęsta atmosfera, temperatura 120 K, główne składniki wodór i hel,

$$T_u \text{ rzędu } 10^{512} \text{ mld lat.}$$

Widzimy więc, że charakterystyczny czas zaniku atmosfery jest największy dla dwóch planet o zimnej i gęstej atmosferze oraz silnej grawitacji:

Jowisza i Saturna. W rzeczywistości nasze obliczenia dotyczą górnych, rozrzedzonych warstw atmosfery, tempo zaniku całej atmosfery jest o wiele wolniejsze. Najkrótszy, ale także dłuższy niż czas życia Wszechświata, jest charakterystyczny czas zaniku atmosfery Merkurego i Marsa, planet małych, o rozrzedzonej atmosferze.

Na pierwszy rzut oka niepokojący może się wydawać fakt całkowitej odmienności wyników dla Merkurego i Księżyca, ciał niebieskich, które są bardzo podobne. Wynika to z odmiennych warunków początkowych przyjętych w analizie. Dla Merkurego rozpatrywaliśmy ewolucję rozpoczynającą się od takiego stanu atmosfery, jaki istnieje tam obecnie. Dla Księżyca przyjęliśmy jako początkowy stan warunki panujące w górnych warstwach atmosfery ziemskiej. Są to warunki całkowicie inne niż w przypadku Merkurego.

Dla Ziemi czas zaniku atmosfery (jej górnych warstw) oszacowaliśmy na 10<sup>30</sup> mld lat. Możemy więc spać spokojnie. Atmosfera nie ucieknie nam podczas nocy. Gdyby udało się nam wytworzyć wokół Księżyca atmosferę taką, jaką ma Ziemia i zamieszkalibyśmy na powierzchni Srebrnego Globu, to eksperyment ten zakończyłby się niepowodzeniem, ponieważ już po kilku dniach Księżyc utraciłby atmosferę.

przyspieszeniu w polu elektrycznym. Zderzając się z pierwotnymi cząstkami wypełniającymi magnetosferę tworzą całą kaskadę energetyczną cząstek. Jednocześnie szybko poruszające się cząstki oddziałują z kwantami promieniowania poprzez efekt Comptona i odwrotny efekt Comptona. Cząstki naładowane (i te bardzo szybkie, i te wolniejsze) tracą też swoją energię poprzez promieniowanie synchrotronowe. W efekcie magnetosfera pulsara wytwarza promieniowanie z całego zakresu fal elektromagnetycznych – od fal radiowych do „twardych”, tj. wysokoenergetycznych kwantów gamma. Duża jego część powstaje w pobliżu biegunów magnetycznych i jest emitowana kierunkowo, wzdłuż osi pola, co daje znany efekt „latarni morskiej”. Kąt rozwarcia wysyłanej kierunkowo wiązki zależy m.in. od geometrii pola, jego natężenia, tempa rotacji pulsara itd.

Szczegóły opisanego mechanizmu nie są jeszcze zbyt dobrze znane, a wiele z nich jest wciąż przedmiotem kontrowersji. Niemniej jednak, dobierając odpowiednio warunki fizyczne, można, jak się wydaje, wyjaśnić obserwowaną różnorodność zachowań pulsarów. Zakładając sensowną fizycznie ewolucję pulsarów i ich otoczenia specjaliści od problemów promieniowania pulsarów twierdzą, że mogą również wyjaśnić różnice między trzema wspomnianymi młodymi pulsarami i fakt, że gwiazdy te tworzą sekwencję ewolucyjną. Swobodnymi parametrami, dobieranymi indywidualnie dla każdego pulsara, są w tym przypadku parametry opisujące geometrię pola magnetycznego względem gwiazdy i obserwatora. Omówmy zatem tę sekwencję.

Powstały po wybuchu supernowej pulsar ma bardzo silne pole magnetyczne – rzędu 10<sup>12</sup> – 10<sup>13</sup> Oe i rotuje z okresem rzędu setnych sekundy. Wokół pulsara rozciąga się ekspandująca otoczka powstała w wyniku wybuchu. Pulsar traci szybko energię rotacji przekazując ją głównie otoczce, przez co pobudza ją do intensywnego świecenia w szerokim zakresie widma. Sam pulsar bezpośrednio wypromieniowuje tylko niewielką część swej energii rotacyjnej. Jest to stadium Kraba. Kwanty gamma powstające w magnetosferze pulsara unoszą w tym okresie mniej niż 0,1% całej traconej przez pulsar energii, która wynosi około 10<sup>38</sup> erg/s (10<sup>31</sup> W), co jest 30 000 razy większe od całkowitej energii wyswieceanej przez Słońce. Po około 10 000 lat otoczka ulega rozproszeniu, pole jest słabsze, a okres rotacji wydłuża się do prawie 0,1 s. Natężenie promieniowania o niższych energiach, związane z kaskadami zderzających się cząstek czy oddziaływaniami z „zewnętrznymi” cząstkami otoczki, mającymi dużo mniejsze energie, ulega znacznemu osłabieniu, podczas gdy promieniowanie gamma,

# Międzywydziałowe Indywidualne Studia Matematyczno-Przyrodnicze (MIS MaP)

w Uniwersytecie Warszawskim  
**Rekrutacja w roku 1994**

związane z ultrarelatywistycznymi cząstkami wyrwanymi z powierzchni gwiazdy lub kreowanymi w jej magnetosferze nie ulega tak znaczącemu osłabieniu, ze względu na to, że wysokoenergetyczne cząstki mogą swobodniej poruszać się po bardziej pustej niż poprzednio magnetosferze pulsara, a jego pole magnetyczne i elektryczne są wciąż jeszcze bardzo silne. Mamy stadium pulsara w Veli. Po około  $10^5$  lat, gdy okres rotacji pulsara przekracza nieco 0,1 s, w kwanty gamma pompowana jest maksymalna część energii traconej przez pulsar. W innych zakresach widmowych pulsar promieniuje wtedy bardzo słabo. Jest to stadium Gemingi. Nieco później wiatr elektronowo-pozytonowy ulega wysyceniu, po czym energia jego słabnie wskutek spadku natężenia pól elektromagnetycznych pulsara. Pociąga to za sobą szybki spadek strumienia kwantów gamma, a maksimum promieniowania przesuwają się do fal coraz dłuższych, aż do fal radiowych. Po około  $10^7$  lat, gdy okres rotacji sięga 1-2 sekund, a natężenie powierzchniowego pola magnetycznego spada do około  $10^{11}$  Oe, następuje całkowite wyłączenie się pulsara. I tylko niektóre ze starych pulsarów ulegają „ożywieniu” w bardzo szczególnych przypadkach, gdy ich rotacja ulega przyspieszeniu do wartości okresów rzędu milisekund.

Obraz powyższy naszkicowany jest na razie bardzo grubo i zapewne ulegnie w przyszłości wielu modyfikacjom. Na konieczność jednej z nich wskazuje odkryta wartość okresu rotacji Gemingi. Wcześniejsze teorie przewidywały, że pulsar promieniujący głównie w zakresie gamma (tj. tak jak Geminga) powinien mieć okres nie dłuższy niż około 0,13 s. Po przekroczeniu tej wartości następuje gwałtowny spadek emisji kwantów gamma. Obserwowany okres Gemingi jest wyraźnie dłuższy niż ta teoretyczna wartość krytyczna, co oznacza, oczywiście, że trzeba będzie przerobić istniejące teorie. Sporo światła na fizykę młodych pulsarów powinny rzucić obserwacje promieniowania gamma prowadzone obecnie za pomocą wspomnianego Comptonowskiego Obserwatorium Gamma. Warto tu zwłaszcza skoncentrować się na pulsarach o nazwach PSR1509-58 (okres 0,150 s) i PSR1706-44 (okres 0,102 s), które powinny być podobne do pulsara w Veli. Innym ciekawym obiektem jest rentgenowskie źródło 1E1257.4-5209, które nie ma zauważalnego odpowiednika optycznego, co wskazuje na stosunek jasności rentgenowskiej do optycznej przewyższający 1000. Nie wiemy na razie nic na temat okresowości jego zmian. Źródło znajduje się w środku pozostałości po supernowej, której wiek oceniono na nieco ponad 10 000 lat.

Uniwersytet Warszawski wprowadził, począwszy od roku akademickiego 1992/93, po raz pierwszy w Polsce nową formę studiów pod nazwą Międzywydziałowe Indywidualne Studia Matematyczno-Przyrodnicze (MIS MaP). W latach 1992 i 1993 przyjęto na MIS MaP łącznie ponad 100 osób. W czerwcu 1994 planowane jest przyjęcie również około 100 osób.

Udział w MIS MaP bierze siedem Wydziałów Uniwersytetu: Wydział Biologii, Wydział Chemii, Wydział Fizyki, Wydział Geografii i Studiów Regionalnych, Wydział Geologii, Wydział Matematyki, Informatyki i Mechaniki oraz Wydział Psychologii.

Międzywydziałowe Indywidualne Studia są normalnymi studiami dziennymi, nie przewiduje się prowadzenia studiów w trybie zaocznym ani wieczorowym. Studenci MIS MaP są, formalnie rzecz biorąc, studentami wszystkich wymienionych wydziałów jednocześnie. Każdego ze studentów obejmuje opieką profesor lub adiunkt reprezentujący kierunek najbliższy jego zainteresowaniom. Studenci wraz ze swoimi opiekunami ustalają własne, w pełni indywidualne programy studiów złożone przede wszystkim z przedmiotów prowadzonych na wymienionych wyżej wydziałach oraz pewnych przedmiotów uzupełniających z innych wydziałów Uniwersytetu. Nie ma obowiązku wybierania zajęć ze wszystkich wydziałów tworzących MIS MaP. Do najbardziej popularnych należą, jak dotąd, programy matematyczno-fizyczne, biologiczno-chemiczne oraz biologiczno-psychologiczne.

Studia indywidualne są zarazem ciekawsze i trudniejsze. Można je zalecać zarówno w przypadkach trudności z podjęciem decyzji wyboru kierunku studiów uniwersyteckich, jak i w przypadku dobrze sprecyzowanych zainteresowań. Idealnymi kandydatami na Międzywydziałowe Studia Indywidualne są osoby o szerokich zainteresowaniach matematyczno-przyrodniczych. Jeśli ktoś jest już zdecydowany na fizykę czy biologię, to może od razu rozpocząć studia na właściwym wydziale, gdzie również będzie dysponować pewną swobodą wyboru przedmiotów.

**Prawo przystąpienia do egzaminu wstępnego ma każdy absolwent szkoły średniej posiadający świadectwo maturalne. Ze względu na konkursowy charakter wcześniej organizowanego egzaminu należy również składać dokumenty na inne wydziały Uniwersytetu Warszawskiego lub inne uczelnie. Oceny na świadectwie maturalnym nie będą brane pod uwagę przy klasyfikacji na MIS MaP. Nie będzie egzaminów ustnych ani egzaminu z języka obcego.**

**Egzamin (wyłącznie pisemny) odbędzie się 21 czerwca 1994 roku i obejmie dwa, wybrane przez kandydata, spośród pięciu testów z matematyki, fizyki, chemii, biologii i geografii. Testy będą zawierać po 50 pytań, każde z czterema odpowiedziami. Egzamin będzie trwał 4 godziny, co oznacza, że będzie niecałe 2,5 minuty na pytanie. Punktowany**



będzie wyłącznie wybór jedynej, prawidłowej odpowiedzi.  
Zakres egzaminów obejmuje programy nauczania w liceach ogólnokształcących w klasach o odpowiednich profilach specjalistycznych.

**W celu dopuszczenia do egzaminu należy złożyć lub nadesłać do Sekretariatu MIS MaP dokumenty w terminie do 1 czerwca 1994 roku.**

Laureaci dowolnej olimpiady szczebla centralnego przyjmowani będą bez egzaminu, finaliści olimpiad będą zwolnieni z egzaminu odpowiadającego treści olimpiady i otrzymają z niego ocenę maksymalną.

Końcowy rezultat egzaminu będzie iloczynem liczby punktów uzyskanych z dwóch testów. Ostateczne wyniki rekrutacji zostaną podane do 25 czerwca 1994 roku. Limit miejsc wyniesie około 100. Miejsca na studiach będą przydzielane w kolejności uzyskanych końcowych rezultatów egzaminu. **Pozytywny wynik egzaminu (powyżej 900 punktów) uprawnia do przyjęcia bez dalszych egzaminów na Wydział Chemii UW oraz w przypadku pojawienia się wolnych miejsc może umożliwić przyjęcie na Międzywydziałowe Studia Ochrony Środowiska.**

Obok listy osób przyjętych zostanie stworzona lista rezerwowa. W przypadku rezygnacji osób z pierwszej listy Komisja Rekrutacyjna będzie proponować podjęcie studiów osobom znajdującym się na liście rezerwowej. Komisja zastrzega sobie prawo ustalania kryteriów wyboru kandydatów z listy rezerwowej biorąc pod uwagę możliwości dydaktyczne UW.

**Wszyscy zainteresowani mogą otrzymać Informator MIS MaP zawierający, między innymi, przykłady pytań testowych po zgłoszeniu listownym, telefonicznym lub osobistym do Sekretariatu MIS MaP, ul. Pasteura 7, 02-093 Warszawa, telefon (2)658-22-52, we wtorki w godz. 9 - 12 oraz w czwartki w godz. 12 - 15.**

Na zakończenie zwróćmy uwagę na jeszcze jedną ciekawostkę związaną z Geminą. Jej prędkość względem Słońca oceniamy na około 100 km/s, a zatem, od wybuchu przemieściła się względem nas nie więcej niż o 100 lat świetlnych. Wynika stąd, że jakieś 300 000 lat temu, w odległości paruset lat świetlnych od Ziemi wybuchła gwiazda supernowa. W maksimum jasności mogła przekroczyć -15. wielkość gwiazdowa, będąc wtedy co najmniej 10 razy jaśniejsza niż Księżyc w pełni! Na szczęście odległość była zbyt duża, by jej promieniowanie jonizujące mogło znacząco wpłynąć na przebieg ewolucji życia na Ziemi (w przeciwnym razie biosfera Ziemi uległaby zapewne trwałemu zniszczeniu). Dla naszych przaprzodków musiało to jednak być zjawisko niezwykle - przy świetle supernowej mogliby w nocy czytać gazety (oczywiście, gdyby je mieli i potrafili czytać). Wybuch zgarnął wiele rozproszonej materii międzygwiazdowej tworząc gigantyczny bąbel, w którego wnętrzu znaleźliśmy się. Dzięki tak szczęśliwemu zbiegowi okoliczności możemy teraz obserwować światło wielu pobliskich gwiazd nieosłabione przez pył międzygwiazdowy. A gdyby nie ten wybuch, moglibyśmy tkwić w jakimś lokalnym zgęszczeniu materii, które by skutecznie odcięło od nas światło nawet bliskich gwiazd. I wtedy nasze niebo byłoby czarne lub usiane bardzo nielicznymi, słabiutkimi gwiazdeczkami.

|   |   |  |
|---|---|--|
| <p>Odcinek dla poczty</p> <p>Zł .....</p> <p>.....<br/>słownie złotych</p> <p>.....<br/>wpłacający</p> <p>adres .....</p> <hr/> <p><b>AMOS</b></p> <p>01-506 Warszawa</p> <p>ul. Szenwalda 1</p> <hr/> <p>na <b>PKO VIII O/W-wa</b></p> <p>r-k <b>1586-77578-136</b></p> <hr/> <p>stempel</p> <p>.....<br/>podpis przyjmującego</p> | <p>Odcinek dla posiadacza rachunku</p> <p>Zł .....</p> <p>.....<br/>słownie złotych</p> <p>.....<br/>wpłacający</p> <p>Dokładny adres .....</p> <hr/> <p>na <b>AMOS</b></p> <p>r-k <b>01-506 Warszawa</b></p> <p>Dokładna nazwa <b>ul. Szenwalda 1</b></p> <hr/> <p>na <b>PKO VIII O/W-wa</b></p> <p>banku <b>1586-77578-136</b></p> <hr/> <p>stempel</p> <p>.....<br/>podpis przyjmującego</p> | <p>Potwierdzenie dla wpłacającego</p> <p>Zł .....</p> <p>.....<br/>słownie złotych</p> <p>.....<br/>wpłacający</p> <p>Dokładny adres .....</p> <hr/> <p>na <b>AMOS</b></p> <p>r-k <b>01-506 Warszawa</b></p> <p>Dokładna nazwa <b>ul. Szenwalda 1</b></p> <hr/> <p>na <b>PKO VIII O/W-wa</b></p> <p>banku <b>1586-77578-136</b></p> <hr/> <p>stempel</p> <p>.....<br/>podpis przyjmującego</p> |
| Pobrano opłatę  | Pobrano opłatę  | Pobrano opłatę   |
| zł .....  | zł .....  | zł .....   |