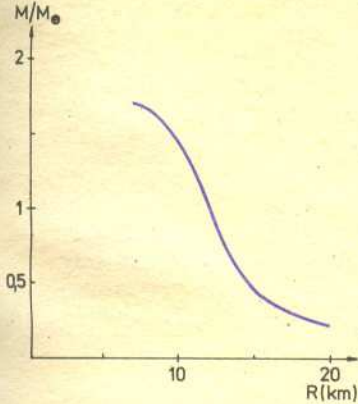
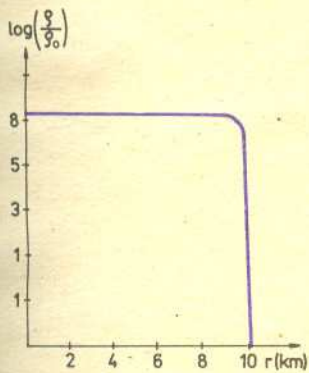


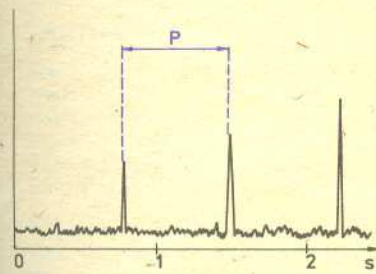
Wartości ważniejszych stałych fizycznych i astronomicznych, znajomość których potrzebna jest do zrozumienia artykułu:
 Stała grawitacyjna $G = 6,672 \cdot 10^{-8} \text{cm}^3 \text{g}^{-1} \text{s}^{-2}$
 Masa Słońca $M_{\odot} = 1,989 \cdot 10^{33} \text{g}$
 Promień Słońca $R_{\odot} = 6,9598 \cdot 10^3 \text{km}$
 Jasność Słońca $L_{\odot} = 3,9 \cdot 10^{33} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$



Rys. 1a. Typowy teoretyczny związek między masą i promieniem gwiazdy neutronowej dla mas z przedziału $0,25 M_{\odot} < M < M_{\text{max}}$. M_{max} jest maksymalną masą stabilnej gwiazdy neutronowej.



Rys. 1b. Typowy otrzymany teoretycznie rozkład gęstości ρ dla masywnej gwiazdy neutronowej o masie $M = 1,3 M_{\odot}$ jako funkcji odległości od środka gwiazdy r . Na osi rzędnych odkładany jest logarytm ρ/ρ_0 , gdzie $\rho_0 = 10^6 \text{g/cm}^3$. Widać, że w bardzo dobrym przybliżeniu gwiazdę taką można traktować jako jednorodną kulę o promieniu $R = 10 \text{km}$ i gęstości nieco ponad 10^{15}g/cm^3 .



Rys. 2. Wykres zarejestrowanego promieniowania jednego z pierwszych obserwowanych pulsarów, PSR 0329+54. Na osi rzędnych odkładane jest natężenie rejestrowanego promieniowania, na osi odciętych — czas w sekundach. Zmierzony okres $P = 0,714 \text{s}$.



wiazda neutronowa jako model pulsara

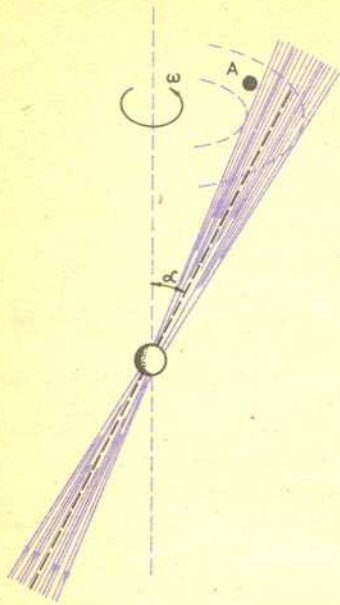
Doc. dr Paweł HAENSEL

Pojęcie gwiazdy neutronowej zostało wprowadzone w latach trzydziestych bieżącego stulecia, bezpośrednio po odkryciu neutronu. Najprostszy model gwiazdy neutronowej to zimna, złożona z neutronów kula o promieniu ok. 10 km i masie rzędu masy Słońca, M_{\odot} . Kula ta znajduje się w równowadze dzięki temu, że potężne siły grawitacyjne są zrównoważone przez siły wynikające z ciśnienia niesłychanie gęstej (gęstość rzędu 10^{14}g/cm^3) materii neutronowej. Z punktu widzenia teorii ewolucji gwiazd, gwiazda neutronowa jest jednym z możliwych końcowych etapów ewolucji dostatecznie masywnej gwiazdy. Powstaje ona po „śmierci energetycznej” gwiazdy. Badania teoretyczne prowadzone w ciągu ostatnich dziesięcioleci i wykorzystujące informacje zebrane przez fizykę jądrową oraz fizykę cząstek elementarnych dają dość skomplikowany obraz struktury gwiazdy neutronowej. Przede wszystkim, składa się ona głównie z neutronów, ale zawiera również pewną domieszkę protonów, elektronów i mionów, zaś w swoich najgęstszych, centralnych partiach zawiera również hiperony. Równowaga kuli supergęstej materii osiągnięta jest dzięki równoważeniu sił grawitacyjnych przez siły wynikające z ciśnienia barionów (neutrony, protony, hiperony). Wynikający z obliczeń teoretyków jakościowy obraz gwiazdy neutronowej — to kula chłodnej materii, składającej się głównie z neutronów, dla której związek między masą i promieniem jest pokazany na rys. 1a. Masywne gwiazdy neutronowe mają masę około $1 \div 2 M_{\odot}$, promień około 10 km, a ich średnia gęstość sięga 10^{15}g/cm^3 . Do roku 1967 gwiazdy neutronowe były tylko teoretyczną ciekawostką. Na początku 1968 roku grupa radioastronomów angielskich kierowana przez A. Hewisha opublikowała pierwsze dane dotyczące nowych, zadziwiających obiektów astronomicznych — pulsarów. Wkrótce po tym epokowym odkryciu astrofizyk amerykański T. Gold zasugerował, że pulsary mogą być szybko obracającymi się i wytwarzającymi bardzo silne pola magnetyczne gwiazdami neutronowymi. Niespodziewanie okazało się, że model zaproponowany przez Golda nie ma konkurentów. Do wniosku, że obracająca się gwiazda neutronowa jest jedynym rozsądnym modelem pulsara, prowadzić może już analiza zakresu częstotliwości impulsów.

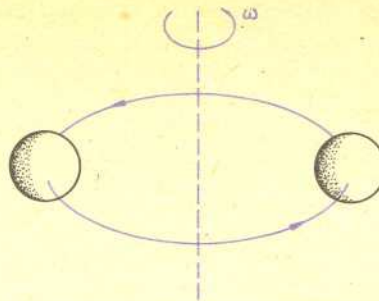
Jedną z podstawowych charakterystyk pulsara jest okres P obserwowanych pulsacji (rys. 2). Obecnie znamy ponad 320 pulsarów; ich okresy P mieszczą się w przedziale $0,033 \text{s} \leq P \leq 4,3 \text{s}$. Promieniowanie emitowane przez pulsary jest promieniowaniem elektromagnetycznym. Jest to przede wszystkim promieniowanie z zakresu fal radiowych (częstotliwość rzędu 100 MHz), chociaż istnieje około 10 pulsarów emitujących również promienie X. Najlepiej zbadany pulsar z mgławicy Kraba, PSR 0531+21 (o najkrótszym obserwowanym okresie $P = 0,033 \text{s}$), wysyła także promieniowanie w widzialnej i podczerwonej części widma, jak również w obszarze rentgenowskim i promieni gamma. Okres P jest niezwykle stałą charakterystyką pulsara; typowe zmiany P polegają na jego wydłużeniu o $\Delta P \approx 10^{-8} P$ na rok.

Mechanizm zegarowy musi być oparty na periodycznym zjawisku fizycznym o częstoci kołowej $\omega = 2\pi/P$. Układ emitujący promieniowanie musi dysponować olbrzymim zapasem energii tak, aby można było pogodzić ogromną stabilność okresu P oraz wielkie strumienie energii emitowane przez pulsary. Szacuje się na przykład, że pulsar PSR 0531+21 z mgławicy Kraba traci w ciągu 1 sekundy ponad 25 000 razy więcej energii niż Słońce!

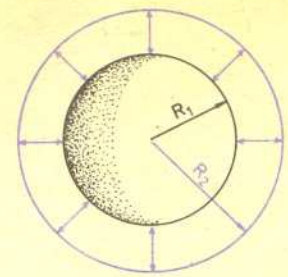
Typowe zjawiska periodyczne w fizyce to ruch obrotowy oraz ruch drgający. W jaki sposób można pogodzić jednostajny ruch obrotowy gwiazdy z periodycznymi impulsami obserwowanymi na Ziemi? Wystarczy założyć, że obracająca się gwiazda emituje skolimowaną wiązkę promieniowania w ustalonym względem niej kierunku, który nie pokrywa się z kierunkiem osi obrotu (rys. 3c). Po to, aby w ruchu drgającym lub obrotowym zgromadzone były olbrzymie zapasy energii, drgać lub obracać się muszą obiekty o możliwie dużych masach. Muszą to być jednocześnie obiekty dostatecznie małe (a więc bardzo gęste), które przy szybkich obrotach lub drganiach nie uległyby rozerwaniu. Jedynymi kandydatami do zbudowania modelu pulsara są więc najmniejsze i najgęstsze gwiazdy: białe karły (masa M rzędu M_{\odot} , promień R rzędu kilku tysięcy kilometrów, typowa gęstość 10^6g/cm^3), oraz gwiazdy neutronowe (M rzędu M_{\odot} , R rzędu 10 km, typowa gęstość 10^{14}g/cm^3).



Rys. 3c. Obracająca się gwiazda neutronowa emituje silnie skolimowaną wiązkę promieniowania w kierunku tworzącym kąt α z osią obrotu (model „latarni morskiej”). Oś symetrii wiązki związana jest z obracającą się gwiazdą. Obserwator znajdujący się w ustalonym punkcie A przestrzeni (do którego może dotrzeć promieniowanie) będzie rejestrował krótkie impulsy rozdzielone okresem $P = 2\pi/\omega$.



Rys. 3a. Ciasny układ podwójny. Gwiazdy obracają się z prędkością kątową ω wokół osi przechodzącej przez środek masy układu.



Rys. 3b. Pulsująca radialnie gwiazda, której promień zmienia się periodycznie w przedziale $R_1 \leq R \leq R_2$.

Kilka modeli pulsara, które można byłoby zaproponować, przedstawionych jest na rys. 3. Ciasny układ podwójny na rys. 3a, złożony z dwóch białych karłów, białego karła i gwiazdy neutronowej bądź dwóch gwiazd neutronowych nie może wchodzić w rachubę. Przy prędkości kątowej ω rzędu 10 s^{-1} układ taki promieniowałby olbrzymie ilości energii w postaci fal grawitacyjnych, co doprowadziłoby do bardzo szybkiego zwiększania P . W czasie krótszym od kilku dni obie gwiazdy układu podwójnego spadłyby na siebie. Rozważmy następnie model pulsującego białego karła lub gwiazdy neutronowej (rys. 3b). Interesujące są tylko pulsacje, w których gwiazda zachowuje kształt kulisty (drgania radialne). Drganiom naruszającym symetrię sferyczną towarzyszyłaby bowiem emisja fal grawitacyjnych, co prowadziłoby w konsekwencji do silnego tłumienia i zaniku tych drgań. Z drugiej strony, teoretycznie wyliczony okres podstawowych drgań radialnych białych karłów wynosi co najmniej 2 s. W przypadku gwiazd neutronowych typowy okres drgań radialnych jest stanowczo za mały (rzędu 10^{-3} s). Drgania te są zresztą silnie tłumione. Tak więc, jedynym modelem pulsara wydaje się być szybko obracający się biały karzeł lub gwiazda neutronowa (rys. 3c). Rozważmy przypadek białego karła obracającego się z prędkością kątową ω (rys. 4). Po to, aby biały karzeł nie uległ rozerwaniu pod działaniem sił odśrodkowych, siła odśrodkowa F_{od} , która działa na znajdujący się na równiku element o masie Δm , musi być mniejsza od siły ciężarnej F_g . Ponieważ $F_{od} = \Delta m \omega^2 R$, zaś $F_g = \Delta m \frac{MG}{R^2}$, więc wprowadzając średnią gęstość białego karła

$$\bar{\rho} = M / \frac{4}{3} \pi R^3$$

możemy warunek $F_{od} < F_g$ przepisać w postaci

$$\omega < \omega_{max} = \sqrt{G \frac{4\pi}{3} \bar{\rho}}$$

Przy typowej dla białego karła gęstości średniej $\bar{\rho} = 10^6 \text{ g/cm}^3$ otrzymamy $\omega_{max} \approx 0,5 \text{ s}^{-1}$, podczas gdy dla pulsara PSR-0531+21 $\omega = 190 \text{ s}^{-1}$. Tak więc jedynym kandydatem pozostaje obracająca się gwiazda neutronowa, dla której przy $\bar{\rho} = 10^{14} \text{ g/cm}^3$ otrzymalibyśmy $\omega_{max} \approx 5000 \text{ s}^{-1}$. Taka wartość ω_{max} jest blisko 30 razy większa niż ω odpowiadająca najszybciej „pulsującemu” pulsarowi.

Szybko obracająca się gwiazda neutronowa stanowi gigantyczny rezerwuuar energii kinetycznej. Rozważmy najlepiej dotychczas zbadany pulsar PSR 0531+21 z mgławicy Kraba, dla którego znamy wartość pochodnej okresu względem czasu

$$\frac{dP}{dt} = 4,2 \cdot 10^{-13}$$

Obliczmy zmianę (w ciągu 1 s) energii kinetycznej wynikającą z takiego właśnie zwolnienia ruchu obrotowego

$$\frac{d}{dt} E_{ob} = \frac{d}{dt} \frac{I\omega^2}{2} = -\frac{4}{P^3} \pi^2 I \frac{dP}{dt},$$

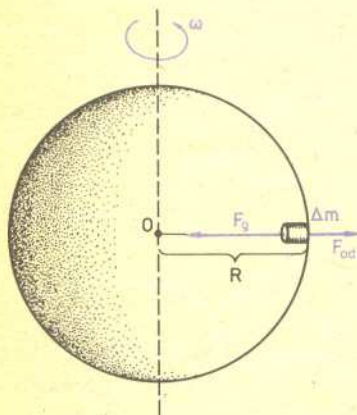
gdzie I jest momentem bezwładności gwiazdy neutronowej. Zakładając, że $M = M_{\odot}$ zaś $R = 10 \text{ km}$, otrzymamy oszacowanie

$$I = \frac{2}{5} MR^2 = 0,8 \cdot 10^{41} \text{ g} \cdot \text{cm}^2,$$

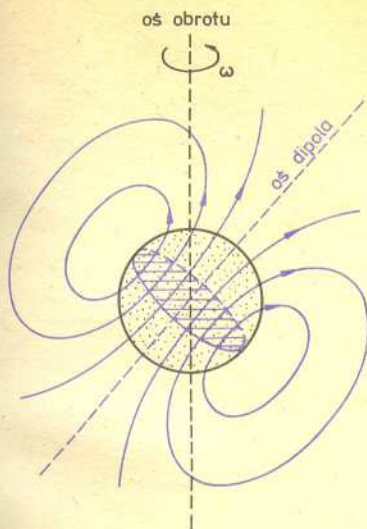
a więc

$$\frac{d}{dt} E_{ob} = -1,2 \cdot 10^{38} \text{ erg/s.}$$

Ilość energii traconej w naszym modelu przez pulsar z mgławicy Kraba w ciągu 1 sekundy jest więc 31 000 razy większa niż energia wypromieniowana w ciągu 1 sekundy przez Słońce!



Rys. 4. Rysunek pomocniczy do wyznaczenia ω_{max} .



Rys. 5. Wirująca gwiazda neutronowa wytwarzająca dipolowe pole magnetyczne, które wiruje wraz z gwiazdą. Oś dipola tworzy pewien kąt z osią obrotu gwiazdy. Silnie skolimowane promieniowanie elektromagnetyczne będzie emitowane w wiązce, której oś symetrii jest osią dipola.

Na co zamienia się ta tracona energia ruchu obrotowego? Obserwowana moc promieniowania emitowanego przez mgławicę Kraba (w obszarze rentgenowskim i optycznym) jest szacowana na 10^{38} erg/s. Obserwacje astronomiczne wykazują poza tym, że mgławica Kraba rozszerza się, przy czym to rozszerzanie się ma charakter ruchu jednostajnie przyspieszonego. Moc potrzebna do podtrzymania takiego jednostajnie przyspieszonego ruchu materii w mgławicy jest szacowana na około 10^{38} erg/s. Do momentu odkrycia pulsara PSR 0531+21 nie było wiadomo, skąd mgławica Kraba czerpie tak olbrzymie ilości energii. Nasze oszacowania prowadzą do wniosku, że może ona promieniować i rozszerzać się „na koszt” pulsara. Powstaje zasadnicze pytanie: w jaki sposób obracająca się gwiazda emituje te olbrzymie ilości energii? W modelu zaproponowanym w 1969 roku przez T. Golda zakłada się, że obracająca się gwiazda neutronowa wytwarza dipolowe pole magnetyczne, przy czym oś dipola nie pokrywa się z osią obrotu (rys. 5).

Oszacujemy rząd wielkości natężenia pola magnetycznego w pobliżu powierzchni gwiazdy neutronowej. W tym celu wykorzystajmy fakt olbrzymiego przewodnictwa elektrycznego materii, z której zbudowana jest gwiazda neutronowa. Teoretyczne rachunki wskazują, że przewodnictwo to jest rzędu 10^{12} razy większe niż przewodnictwo miedzi w temperaturze pokojowej. Dla naszych oszacowań możemy materię w gwieździe neutronowej traktować praktycznie jako nadprzewodnik. Typowa gwiazda neutronowa o promieniu $R = 10$ km powstała najprawdopodobniej w wyniku ewolucji „normalnej” gwiazdy o promieniu rzędu $R_1 \approx 10^6$ km i typowej wartości indukcji pola magnetycznego $B_1 \approx 10$ Gs. Ponieważ materia gwiazdy jest znakomitym przewodnikiem i może być również praktycznie traktowana jako nadprzewodnik, więc w czasie kurczenia się strumień indukcji przez przekrój poprzeczny pokazany na rys. 5 musi być stały (patrz tekst pod rys. 6). Stąd na wartość B charakterystyczną dla gwiazdy neutronowej otrzymujemy oszacowanie

$$B = B_1 \frac{R_1^2}{R^2} \approx 10^{10} B_1 \approx 10^{11} \text{ Gs.}$$

Gwiazdom neutronowym powinny więc towarzyszyć gigantyczne pola magnetyczne. Istnienie szybko rotującego wraz z gwiazdą neutronową pola magnetycznego o olbrzymim natężeniu ma zasadnicze znaczenie dla zrozumienia mechanizmu emisji pulsarów. Energia wypromieniowana w czasie 1 sekundy przez wirujący dipol przedstawiony na rys. 5 będzie dana wzorem

$$L_{\text{dip}} = A\omega^4,$$

gdzie stała A zależy od wartości momentu dipolowego oraz kąta między osią obrotu i osią dipola. Przyrównując L_{dip} do straty energii kinetycznej ruchu obrotowego

$$\frac{d}{dt} E_{\text{ob}} = -A\omega^4$$

otrzymamy związek

$$\frac{d\omega}{dt} = -C\omega^3,$$

gdzie C jest inną stałą. Biorąc pod uwagę, że $\omega = 2\pi/P$, otrzymujemy równanie

$$P \frac{dP}{dt} = D,$$

gdzie D jest pewną stałą. Tak więc

$$\frac{d}{dt} P^2 = 2D,$$

czyli

$$P^2 - P_0^2 = 2Dt,$$

gdzie P_0 jest okresem obrotu w chwili narodzin pulsara ($t = 0$). Zakładając, że obecny okres P jest znacznie dłuższy od P_0 otrzymamy

$$P^2 \approx 2Dt,$$

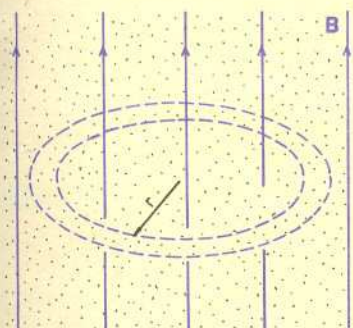
czyli

$$\frac{1}{2} P \frac{dP}{dt} = t,$$

gdzie t jest wiekiem pulsara. Podstawiając wartości $P = 0,033$ s i $dP/dt = 4,3 \cdot 10^{-13}$ odpowiadające pulsarowi PSR 0531+21 z mgławicy Kraba otrzymamy następujące oszacowanie wieku tego pulsara $t \approx 1200$ lat.

Uważa się powszechnie, że pulsar ten powstał w wyniku wybuchu supernowej obserwowanej przez astronomów chińskich w 1054 roku, zaś sama mgławica Kraba — to wyrzucone w wyniku eksplozji zewnętrzne warstwy (otoczka) gwiazdy, która uległa wybuchowi. Tak więc faktyczny wiek tego pulsara wynosi 924 lata, w całkiem niezłej zgodności z naszym prostym oszacowaniem.

Większość znanych pulsarów to obiekty znacznie starsze; wiek jednego z najwcześniej odkrytych pulsarów, PSR 1133+16 ($P = 1,188$ s) szacuje się na $5 \cdot 10^6$ lat i jest to typowy wiek obserwowanych pulsarów.



Rys. 6. Rozważmy ośrodek o bardzo dużym przewodnictwie, z którego wycinamy cienki pierścień o promieniu r . Załóżmy teraz, że ośrodek ten „kurczy się” zwiększając swoją gęstość. Odległości między cząsteczkami tego ośrodka, a więc również i promień naszego pierścienia, maleją. Jak zmieniać się będzie pole magnetyczne w ośrodku? Zmiany strumienia $\Phi_B = \pi r^2 B$ indukowałyby prąd o natężeniu I wywołany przez siłę elektromotoryczną

$$E = \left| \frac{d\Phi_B}{dt} \right| \text{ w pierścieniu, } E = RI.$$

Jeżeli więc przewodnictwo ośrodka jest tak wysokie, że opór pierścienia jest praktycznie równy zero ($R = 0$), to prąd wywołany przez $E \neq 0$ miałby nieskończenie duże natężenie! Oznaczałoby to, że w pierścieniu wydzielona jest nieskończona moc EI . Jedynym wyjściem z tej sytuacji jest założenie, że $E = 0$, a więc $\Phi_B = \text{const}$, czyli $Br^2 = \text{const}$.