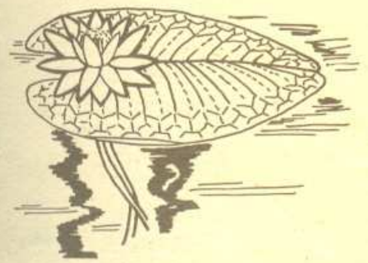
Historia i fizyka gwiazd neutronowych

Doc. dr Paweł HAENSEL

Wartości liczbowe stałych fizycznych użytych w artykule
Prędkość światła $c = 2{,}998 \cdot 10^{10}$ cm s^{-1}
Stała grawitacyjna $G = 6{,}672 \cdot 10^{-8}$ cm^{3}g^{-1}s^{-2}
Masa Słońca $M_\odot = 1{,}989 \cdot 10^{33}$ g
Promień Słońca $R_\odot = 6{,}28 \cdot 10^{10}$ cm
Promień Ziemi $R_Z = 6{,}36 \cdot 10^{8}$ cm
Dogodną jednostką energii stosowaną przy opisie własności gazu neutronowego jest
1 MeV $= 1{,}602 \cdot 10^{-13}$ J $= 1{,}602 \cdot 10^{-6}$ erg
Stała Boltzmanna $k_B = 8{,}617 \cdot 10^{-11}$ MeV K^{-1}
Stała Plancka podzielona przez 2π,
$\hbar = 6{,}82 \cdot 10^{-22}$ MeV s
Masa neutronu $m = 1{,}675 \cdot 10^{-24}$ g
Energia spoczynkowa neutronu $mc^2 =$
$= 939{,}5$ MeV



Pojęcie gwiazd neutronowych pochodzi z roku 1932, w którym odkryto neutron. Autorem tego odkrycia był pracujący w Cambridge angielski fizyk James Chadwick. Kiedy wiadomość o tym dotarła do kierowanego przez Nielsa Bohra Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Kopenhaskiego, Bohr, Leon Rosenfeld i Lew Landau spędzili cały wieczór dyskutując możliwe konsekwencje istnienia neutronu. Wtedy właśnie Landau zasugerował możliwość istnienia gwiazd neutronowych.

Rozumowanie prowadzące do pojęcia gwiazdy neutronowej przedstawia się następująco. Neutron jest obojętną elektrycznie cząstką elementarną o spinie $\hbar/2$. Układ wielu nieoddziałujących cząstek o spinie połówkowym — fermionów — (a więc i doskonały gaz neutronowy) podlega prawom statystyki Fermiego-Diraca (1926), a w szczególności — zasadzie wykluczania Pauliego (1925). Idea gwiazdy neutronowej wynika z dyskusji możliwości równowagi dwóch przeciwstawnych czynników: ciśnienia gazu neutronowego wynikającego z zasady Pauliego oraz wzajemnego przyciągania grawitacyjnego neutronów.

Rozważmy układ N neutronów (gaz neutronowy) znajdujący się w naczyniu o objętości V. Pomińmy siły oddziaływania między neutronami i rozważmy doskonały gaz neutronowy w stanie o najniższej energii — w stanie podstawowym. Będzie to stan odpowiadający temperaturze zera bezwzględnego $T = 0$ K. Gęstość gazu neutronowego wynosi $\varrho = Nm/V$, gdzie m jest masą neutronu. Ponieważ rozważamy stan o najniższej energii, zaś energia neutronów sprowadza się do ich energii kinetycznej, więc na pierwszy rzut oka wydaje się, że stan ten osiągnięty będzie wówczas, gdy wszystkie neutrony będą miały pęd $p_i = 0$. Ale oznaczałoby to, w języku mechaniki kwantowej, że N neutronów znajduje się w stanie $p_1 = 0$. Jest to sprzeczne z zasadą Pauliego, zgodnie z którą w każdym stanie mogą się znaleźć tylko dwa neutrony o przeciwnie skierowanych spinach. Pozostałe $N-2$ neutrony zajmą stany o pędach większych od zera, przy czym każdy i-ty stan $\left(i = 2, 3 \ldots, \frac{1}{2}N\right.$; zakładamy dla uproszczenia, że N jest parzyste$\left.\right)$ będzie zajęty przez dwa neutrony o przeciwnie skierowanych spinach. Jest to przedstawione schematycznie na Rys. 1.

W stanie podstawowym maksymalny pęd neutronu wynosi p_F; nosi on nazwę pędu Fermiego. Wszystkie stany o pędach $p_i > p_F$ są puste (nieobsadzone), zaś stany o pędach $p_i \leqslant p_F$ są zajęte (obsadzone). Rachunek wskazuje, że pęd Fermiego p_F jest w prosty sposób związany z gęstością gazu neutronowego: $p_F = a\varrho^{1/3}$, gdzie a jest stałą.

Wyprowadzenie wzoru wiążącego pęd Fermiego p_F z gęstością ϱ oraz wzoru na średnią energię fermionu, $\overline{E_{\mathrm{kin}}}$, można znaleźć w podręczniku „*Podstawy Fizyki Współczesnej*" R. M. Eisberga (*PWN, Warszawa* 1968) Rozdział XII, § 6.
W celu wyprowadzenia wzoru na P wykorzystać należy związek

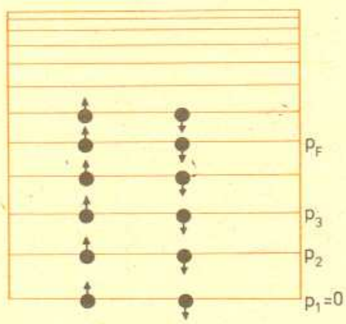
$$P = -\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}V},$$

gdzie E jest energią gazu zamkniętego w naczyniu o objętości V. Czytelnik może wyprowadzić powyższe równanie wychodząc z pierwszego prawa termodynamiki oraz definicji ciśnienia. Uwaga: wszystkie rozważania prowadzone są przy $T = 0$ K. Wzory na pęd Fermiego i ciśnienie gazu neutronowego w $T = 0$ K najwygodniej jest zapisać wprowadzając gęstość liczbową neutronów $n = N/V$. Otrzymamy wówczas

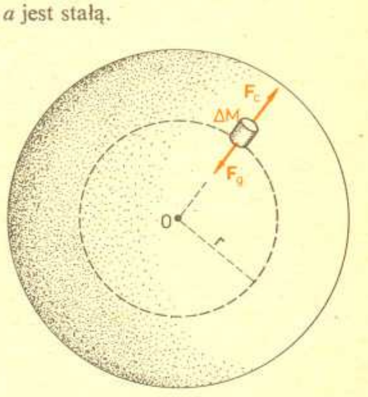
$$p_F = 3{,}1 n^{1/3} \hbar,$$

$$P = 1{,}9 n^{5/3} \frac{\hbar^2}{m} = 5{,}4 \cdot 10^3 n^{5/3} \text{ cm}^5 \text{ atm},$$

gdzie jednostką n jest cm^{-3}.

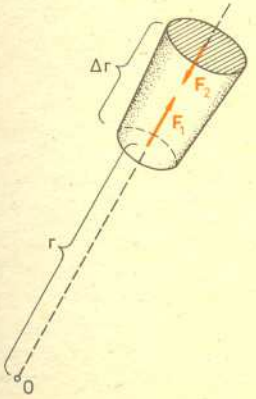


Rys. 1



Rys. 2

Gaz neutronów, które poruszają się wewnątrz naczynia z prędkościami zawartymi między zerem a p_F/m, wywiera ciśnienie na ścianki naczynia. Ciśnienie to rośnie wraz z gęstością zgodnie ze wzorem $P = b\varrho^{5/3}$ (b jest stałą). Po to, aby rozważany przez nas układ znajdował się w stanie równowagi, siły wynikające z ciśnienia gazu neutronowego i dążące do zwiększenia objętości, w której się on znajduje, powinny być zrównoważone przez siły, które dążą do ściśnięcia tego gazu. Takie właśnie siły pochodzą od przyciągania grawitacyjnego między neutronami. Prześledźmy dokładniej warunki równowagi. Niech nasz układ N neutronów tworzy kulę o promieniu R i masie $M = Nm$. Rozważmy mały element tej kuli o masie ΔM znajdujący się w odległości r od środka kuli (Rys. 2). Po to, aby element ten znajdował się w spoczynku, siła wynikająca z ciśnienia, $\boldsymbol{F_c}$ musi być zrównoważona przez siłę $\boldsymbol{F_g}$, z jaką kula o promieniu r przyciąga ten element. W celu otrzymania równania formułującego ten warunek przyjrzyjmy się elementowi ΔM w powiększeniu (Rys. 3). Dla uproszczenia załóżmy, że jest on małym walcem, którego wysokość wynosi Δr, zaś pole podstawy S. Ponieważ gęstość gazu neutronowego (materii neutronowej) wewnątrz walca jest w przybliżeniu



Rys. 3

stała, więc $\Delta M = S\Delta r\varrho(r)$. Oznaczmy ciśnienie działające na górną podstawę walca przez P_2, na dolną zaś — przez P_1. Wartości sił $\boldsymbol{F}_1$ i $\boldsymbol{F}_2$ są więc równe $F_1 = SP_1$ i $F_2 = SP_2$. Ciśnienie wewnątrz kuli neutronowej jest funkcją odległości od środka kuli $P = P(r)$, a więc $P_1 = P(r)$, $P_2 = P(r+\Delta r)$. Siły działające na boczną powierzchnię walca równoważą się. Wypadkowa sił $\boldsymbol{F}_1$ i $\boldsymbol{F}_2$ ma wartość

$$F_c = F_1 - F_2 = S(P_1 - P_2) \tag{1}$$

i skierowana jest ku powierzchni kuli, ponieważ $P_1 > P_2$. Siła przyciągania grawitacyjnego $\boldsymbol{F}_g$ jest równa sile, z jaką masa $\mathscr{M}(r)$ zawarta w kuli o promieniu r przyciąga masę ΔM,

$$F_g = -\frac{G\mathscr{M}(r)\varrho(r)S\Delta r}{r^2}. \tag{2}$$

Warunek równowagi ma więc postać:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{G\mathscr{M}(r)\varrho(r)}{r^2}, \tag{3}$$

gdzie wykorzystaliśmy definicję pochodnej

$$\frac{dP}{dr} = \lim_{\Delta r \to 0} \frac{P(r+\Delta r) - P(r)}{\Delta r}.$$

Warunek ten musi być spełniony w każdym punkcie kuli neutronowej. Zastosowanie tego warunku do naszego problemu, w którym zależność ciśnienia od gęstości dana jest wzorem $P = b\varrho^{5/3}$ prowadzi do wniosku, że konfiguracje równowagi są realizowane przy

$$N \approx 10^{57}, \quad M = Nm \approx M_{\odot}, \quad R \approx 10 \text{ km}. \tag{4}$$

Otrzymana przez nas „gwiazda neutronowa" jest niezwykłą gwiazdą. Jej średnią gęstość możemy oszacować stosując wzór $\bar{\varrho} = M\left(\frac{4\pi}{3}R^3\right)^{-1}$. Otrzymamy wtedy $\bar{\varrho} \approx 10^{14}$ g cm^{-3}. Znak „$\approx$" we wzorze na ϱ i we wzorach (4) mówi o tym, że są to oszacowania. Wyniki uzyskane przy bardziej realistycznych założeniach będą różnić się o czynnik „kilka" (dwa, trzy, ale nie pięćdziesiąt!) od naszych oszacowań. Gęstość $\bar{\varrho}$ jest rzeczywiście olbrzymia: 3 cm^3 materii „gwiazdy neutronowej" waży tyle co cała ludność Ziemi. To, że nazwę gwiazdy neutronowej piszemy tutaj w cudzysłowie, nie jest przypadkowe. Rachunki przeprowadzone przez teoretyków w okresie dwóch ostatnich dziesięcioleci prowadzą do wniosku, że prawdziwa gwiazda neutronowa składa się wprawdzie przede wszystkim z neutronów, ale w jej materii znajdziemy również kilkuprocentową domieszkę protonów, elektronów, mionów i — być może — hiperonów. Stąd, nasza kula neutronowa jest „gwiazdą neutronową" tylko w cudzysłowie. Gdzie we Wszechświecie należy szukać takich niezwykle małych, gęstych i zimnych gwiazd? W jakich warunkach powstają gwiazdy neutronowe? Pierwszą hipotezę dotyczącą warunków narodzin gwiazdy neutronowej podali astrofizycy amerykańscy, Baade i Zwicky w roku 1934. Sformułujemy ją w wersji, która wydaje się obecnie, po 45 latach, najbardziej prawdopodobna.

Rozważmy gwiazdę o masie 8—10 $M_{\odot}$ znajdującą się na ostatnim etapie jej „życia". Zapasy paliwa jądrowego wyczerpują się; gwiazda składa się wówczas z gorącego, gęstego jądra maksymalnej gęstości rzędu 10^8 g cm^{-3} i o masie większej niż 1,4 $M_{\odot}$ (np. $2M_{\odot}$) oraz znacznie rzadszej otoczki. Jądro gwiazdy jest zbudowane z końcowych produktów procesu spalania jądrowego (jądra żelaza, krzemu) oraz elektronów. W pewnym momencie, w wyniku stosunkowo powolnych procesów zachodzących jeszcze w jądrze gwiazdy naruszony zostaje warunek równowagi: ciśnienie materii nie jest już w stanie zrównoważyć ciążenia grawitacyjnego. W ciągu ułamka sekundy jądro gwiazdy „zapada się" — kurczy, jego rozmiary maleją. W momencie, gdy gęstość centralnej, najgęstszej części zapadającej się gwiazdy przekroczy wartość 10^{14} g cm^{-3}, średnia odległość między nukleonami w materii, z której zbudowane jest jądro gwiazdy, będzie rzędu 10^{-13} cm. Do akcji wkraczają wówczas oddziaływania jądrowe, których zasięg wynosi właśnie około 10^{-13} cm i które są silnie odpychające dla odległości między nukleonami mniejszej niż ok. $0{,}4 \cdot 10^{-13}$ cm. Dalsze „ściskanie" najgęstszej części jądra gwiazdy staje się praktycznie niemożliwe. Rzadsze warstwy gwiazdy „spadające" z olbrzymią prędkością (dochodzącą do 0,1 c) odbijają się od najgęstszej części jądra i uciekają na zewnątrz tworząc w zderzeniu ze „spadającą" na centrum gwiazdy materią falę uderzeniową. Połączenie efektów silnej emisji i absorpcji neutrin oraz efektów magnetohydrodynamicznych prowadzi do wybuchu gwiazdy, któremu towarzyszy wydzielenie olbrzymiej energii, rzędu 10^{51} ergów. Dla porównania, całkowita energia wypromieniowana przez Słońce w ciągu roku wynosi $1{,}2 \cdot 10^{41}$ ergów. Wybuchająca gwiazda może być widoczna na Ziemi i nosi nazwę supernowej. Supernowa zaobserwowana przez astronomów chińskich w roku 1054 była widoczna na niebie we dnie przez 3 tygodnie, a w nocy — przez 2 lata. Otoczka gwiazdy w wyniku wybuchu oddziela się od gęstego jądra; w przypadku supernowej z 1054 r. tworzy obecnie rozszerzający się obłok świecącego gazu — mgławicę Kraba. Jądro gwiazdy, o masie rzędu $M_{\odot}$ i gęstości rzędu 10^{14} g cm^{-3} — to gwiazda neutronowa. Początkowo, bezpośrednio po narodzeniu, temperatura na powierzchni gwiazdy neutronowej jest rzędu 10^8 K, po upływie kilkuset lat obniża się do około 10^6 K. Podobnie, temperatura

Informacje biograficzne

Niels Bohr (1885—1962), duński fizyk teoretyk, był jednym z twórców teorii kwantów, wniósł poważny wkład do teorii jądra atomowego. Założyciel i długoletni kierownik Kopenhaskiego Instytutu Fizyki Teoretycznej (obecnie Instytut Nielsa Bohra). Nagroda Nobla w 1922 r. za teorię atomu.

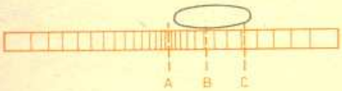
Sir James Chadwick (ur. 1891), fizyk angielski, specjalista z zakresu doświadczalnej fizyki jądrowej. W roku 1919 wspólnie z E. Rutherfordem przeprowadził pierwszą sztuczną reakcję jądrową. Nagroda Nobla w 1935 r. za odkrycie neutronu.

Antony Hewish (ur. 1924), radioastronom angielski. Nagroda Nobla w 1974 r. za odkrycie pulsarów.

Lew Dawidowicz Landau (1908—1968), radziecki fizyk teoretyk. Autor fundamentalnych prac z zakresu wielu dziedzin współczesnej fizyki teoretycznej — m.in. twórca teorii przejść fazowych w termodynamice, teorii nadciekłości Helu II i teorii normalnej cieczy fermionowej. Autor (wraz z I. M. Lifszycem) wielotomowego podręcznika „Fizyka Teoretyczna". Nagroda Nobla w 1962 r. za teorię cieczy kwantowych.

Jacob Robert Oppenheimer (1904—1967), amerykański fizyk teoretyk. Autor fundamentalnych prac z różnych dziedzin fizyki teoretycznej. W latach 1943—1945 kierował pracami nad budową amerykańskiej bomby atomowej; był zwany „ojcem bomby atomowej".

Rozwiązanie zadania F 78
Woda nie zwilża rozżarzonej powierzchni. Kształt kropli jest więc taki jak na rysunku. Pod kroplą odbywa się intensywne parowanie. Kropla przypomina zatem wiszący poduszkowiec, którego chaotyczne ruchy spowodowane są fluktuacjami wypływu pary. Obecność ,,poduszki parowej'' zmniejsza znacznie opory ruchu i, dzięki niewielkiemu przewodnictwu cieplnemu, przedłuża czas życia kropli.
Jeżeli temperatura powierzchni płyty obniża się od środka ku brzegowi, to temperatura, średnio biorąc, jest w obszarze *AB* kropli wyższa niż w *BC*. Zatem średnia prężność pary w obszarze pierwszym jest wyższa niż w drugim. Siła wywołana tą różnicą odsuwa kroplę od rozgrzanego środka płyty.



we wnętrzu gwiazdy, która początkowo była rzędu 10^{10} K, spada do wartości 10^8 K. Dla materii o zwykłej, ,,ziemskiej'' gęstości (rzędu 10 g cm^{-3}) lub gęstości typowej dla wnętrza zwykłych gwiazd (np. 100 g cm^{-3} w pobliżu środka Słońca) byłaby to bardzo wysoka temperatura, wpływająca w bardzo silny sposób na własności tej materii. W naszym przypadku średnia energia kinetyczna ruchu cieplnego neutronów, odpowiadająca temperaturze $T = 10^8$ K, wynosi $\bar{E}_T = \frac{3}{2} k_B T \cong 0{,}01$ MeV. Jednocześnie, przy gęstości $\varrho = 10^{14}$ g cm^{-3} średnia energia kinetyczna neutronów w rozważanym poprzednio modelu doskonałego gazu fermionów w temperaturze $T = 0$ K jest

$$E_{\text{kin}} = \frac{3}{5}\frac{p_F^2}{2m} = 18 \text{ MeV}.$$

Tak więc wpływ temperatury $T = 10^8$ K na ruch neutronów w tak gęstej materii jest doprawdy znikomy. Przeprowadzając nasz rachunek ciśnienia dla temperatury zera bezwzględnego popełniliśmy błąd rzędu $(E_T/\bar{E}_{\text{kin}})\cdot 100\% = 0{,}05\%$!. W bardzo dobrym przybliżeniu materię we wnętrzu gwiazdy neutronowej możemy traktować jako materię o temperaturze zera bezwzględnego.

Gaz neutronowy o gęstości rzędu 10^{14} g cm^{-3} wywierałby ogromne ciśnienie na ścianki naczynia, w którym byłby zamknięty. W naszym prostym modelu dla gęstości $\varrho = 3\cdot 10^{14}$ g cm^{-3} ciśnienie to wynosi $P = 7{,}5\cdot 10^{27}$ atm. Po to, aby siły wynikające z takiego ciśnienia zostały zrównoważone przez ciśnienie grawitacyjne zmierzające do ,,ściśnięcia'' kuli neutronowej, potrzeba pól grawitacyjnych o gigantycznym natężeniu. Dla kuli neutronowej o masie $M = M_\odot$ i promieniu $R = 10$ km otrzymujemy wartość przyspieszenia pola grawitacyjnego na powierzchni $g_{GN} = \frac{GM_\odot}{R^2} \cong 10^{11}\, g_Z$, gdzie g_Z jest przyspieszeniem pola grawitacyjnego na powierzchni Ziemi. Jest to rzeczywiście gigantyczne pole grawitacyjne. Praca, którą trzeba byłoby wykonać podnosząc kulkę o masie 1 g z powierzchni takiej kuli neutronowej na wysokość 1 cm, jest równa w przybliżeniu pracy, którą wykonalibyśmy podnosząc masę 10 ton z powierzchni Ziemi na wysokość 1 km!

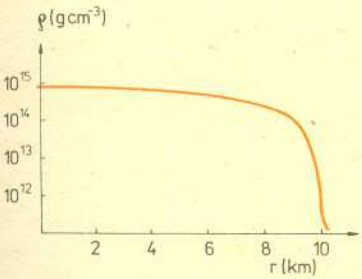
Przy tak olbrzymich gęstościach, jakich spodziewamy się w gwiazdach neutronowych, materia zaczyna wywierać istotny wpływ na własności przestrzeni, w której się znajduje. Związek między własnościami materii i własnościami geometrycznymi przestrzeni jest opisany przez Ogólną Teorię Względności (OTW) sformułowaną przez Alberta Einsteina w 1916 r. Kula neutronowa — model gwiazdy neutronowej — była jednym z pierwszych badanych teoretycznie obiektów, dla którego efekty wynikające z modyfikacji geometrii przestrzeni przez materię były duże; dla najcięższych ,,gwiazd neutronowych'' zmiany w stosunku do wartości obliczonych przy stosowaniu newtonowskiej teorii grawitacji (równanie (3)) sięgały kilkudziesięciu procent.

Pierwsze szczegółowe obliczenia dotyczące własności ,,gwiazd neutronowych'' wykonał w ramach OTW Jacob Robert Oppenheimer i jego współpracownicy w roku 1939. Oprócz wyników, dotyczących gęstości materii w ,,gwieździe neutronowej'' oraz związku między masą ,,gwiazdy neutronowej'' i jej promieniem, uzyskali oni bardzo ważny wynik będący konsekwencją stosowanej przez nich OTW. Mianowicie, konfiguracja równowagi ,,gwiazdy neutronowej'' mogła istnieć tylko dla $M < M_{\text{maks}}$. Bardziej masywna ,,gwiazda neutronowa'' musiała się nieuchronnie ,,zapaść'' do postaci zadziwiającego obiektu o promieniu równym tzw. promieniowi grawitacyjnemu $R_g = 2GM/c^2$. Obiekt taki nazywamy obecnie czarną dziurą. Wykonane w ciągu ostatnich lat rachunki uwzględniające skomplikowaną naturę materii, z której zbudowane są gwiazdy neutronowe, wskazują, że $M_{\text{maks}} \cong 2 \div 2{,}5\, M_\odot$. Zauważmy, że używając modelu kuli nieoddziałującego gazu neutronowego Oppenheimer i Volkoff uzyskali w 1939 roku $M_{\text{maks}} = 0{,}73\, M_\odot$. Różnica między tymi dwiema wartościami M_{maks} odzwierciedla ważną rolę oddziaływań jądrowych, które są uwzględniane w obecnych rachunkach. Wyniki najnowszych obliczeń przedstawione są na Rys. 4 i 5.

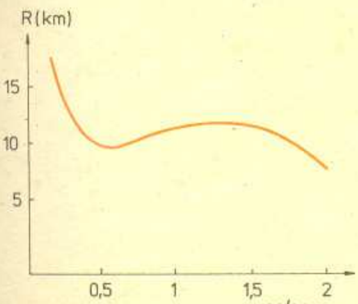
Na rys. 4 pokazany jest typowy rozkład gęstości w gwieździe neutronowej, zaś na Rys. 5 zobrazowano związek między masą gwiazdy neutronowej a jej promieniem. Gwiazda neutronowa o masie $M > M_{\text{maks}}$ nie może istnieć, ponieważ ciśnienie materii, z której jest zbudowana, nie jest w stanie pokonać sił ciążenia grawitacyjnego. Dla $M = 3M_\odot$ promień czarnej dziury wynosi $R_g = 9$ km. Własności czarnych dziur są inne niż własności gwiazd neutronowych, w szczególności czarna dziura może mieć dowolnie dużą masę.

Podstawowe prace teoretyczne dotyczące gwiazd neutronowych powstały ponad 40 lat temu. Ale aż do roku 1967, kiedy to astronom angielski Antony Hewish wraz ze swoimi współpracownikami odkrył pulsary, nie wiadomo było, czy te zadziwiające obiekty istnieją rzeczywiście we Wszechświecie. Odkrycie pulsarów dokonane zostało w tym samym mieście angielskim — Cambridge — w którym w 1932 roku Chadwick odkrył neutron. Uważamy obecnie, że pulsary — to szybko obracające się gwiazdy neutronowe. Do chwili obecnej zostało wykrytych około 320 pulsarów.

W kolejnym artykule pokażemy, w jaki sposób gwiazda neutronowa może być modelem tłumaczącym obserwowane własności pulsarów.



Rys. 4



Rys. 5