

AUTOREFERAT

1. *Imię i nazwisko:* Brynmor, Dylan Luigi **Haskell**

2. *Tytuły i stopnie:*

- **Magister nauk fizycznych (Laurea)**, Uniwersytet w Pizie, Włochy, 2003
Tytuł pracy: Połączenie podejścia perturbacyjnego i post-newtonowskiego w studium koalescencji układów podwójnych gwiazd neutronowych
Promotor pracy: Prof. Valeria Ferrari (Uniwersytet w Rzymie 1 'La Sapienza')
- **Doktorat z matematyki stosowanej**, Uniwersytet w Southampton, Wielka Brytania, 2007
Tytuł pracy: Fale grawitacyjne ze zdeformowanych rotujących gwiazd neutronowych
Promotor pracy: Prof. Nils Andersson

3. *Zatrudnienie w instytucjach badawczych:*

- Uniwersytet w Southampton, Wielka Brytania: wykładowca (zatrudnienie na czas określony): 2007
- Uniwersytet w Southampton, Wielka Brytania: Stażysta po doktoracie, 2007-2010
- Uniwersytet w Amsterdamie, Holandia: Stypendysta Marie Curie, 2010-2012
- Instytut Alberta Einsteina (Instytut Maksa Plancka Fizyki Grawitacji), Golm, Niemcy: Młodszy badacz 2012-2013
- Uniwersytet w Melbourne, Australia: Stypendysta ARC DECRA 2013-2016
- Centrum Astronomiczne im. Mikołaja Kopernika PAN, Warszawa, Polska: Adiunkt & Stypendysta Marie Curie (od 2016)

4. *Dzielo habilitacyjne:*

- Tytuł:
Fale grawitacyjne jako metoda badania wnętr gwiazd neutronowych
- Publikacje:
[P1] Haskell, B., Andersson, N., Passamonti, A., 2009, 'r-modes and mutual friction in rapidly rotating superfluid neutron stars', MNRAS 397, 1464
[P2] Passamonti, A., Haskell, B., Andersson, N., 2009, 'Oscillations of rapidly rotating superfluid stars', MNRAS 396, 951
[P3] Haskell, B., Andersson, N., 2010, 'superfluid hyperon bulk viscosity and the r-mode instability of rotating neutron stars', MNRAS 408, 1897
[P4] Haskell, B., Patruno, A., 2011, 'Spin Equilibrium with or without Gravitational Wave Emission: The Case of XTE J1814-338 and SAX J1808.4-3658', ApJ Lett. 738, L14
[P5] Haskell, B., Degenaar, N., Ho, W.C.G., 2012, 'Constraining the physics of the r-mode instability in neutron stars with X-ray and ultraviolet observations', MNRAS 424, 93
[P6] Haskell, B., Ciolfi, R., Pannarale, F., Rezzolla, L., 2014, 'On the universality of I-Love-Q relations in magnetized neutron stars', MNRAS 438, L71
[P7] Haskell, B., Glampedakis, K., Andersson, N., 2014, 'A new mechanism for saturating unstable r-modes in neutron stars', MNRAS 441, 1662
[P8] Haskell, B., 2015, 'R-modes in neutron stars: Theory and observations', IJMPE 24, 1541007
[P9] Haskell, B., Patruno, A., 2017, 'Are Gravitational Waves Spinning Down PSR J1023+0038?', Phys.Rev.Lett 119, 161103

MNRAS = Monthly Notices of the Royal Astronomical Society

ApJ Lett. = Astrophysical Journal Letters

Phys.Rev.Lett. = Physical Review Letters

IJMPE = International Journal of Modern Physics E

5. *Opis dzieła:*



I. WSTĘP

Gwiazdy neutronowe (GN) są jednymi z najbardziej fascynujących laboratoriów jądrowych we Wszechświecie. Gęstość materii we wnętrzach tych zwartych obiektów (ważących około półtora masy Słońca i mających rozmiary około 20 km) może przekraczać o rząd wielkości gęstość jąder atomowych, co umożliwia bezpośredni dostęp do stanu materii o największych gęstościach i najniższych temperaturach. Temperatury GN są dużo niższe od temperatury Fermiego składników materii gwiazdy co oznacza, że jej wnętrze wypełnia wielkoskalowa nadciężka materia. Badanie GN jest idealnym dopełnieniem eksperymentów prowadzonych w warunkach ziemskich i pozwala na próbkowanie zupełnie innych aspektów oddziaływań silnych, niż w ziemskich warunkach (wysokiej temperatury i małych gęstości).

Niedawne bezpośrednie detekcje fal grawitacyjnych (FG) przez Advanced LIGO [1] otworzyły zupełnie nowe okno obserwacyjne umożliwiając nowe badania GN. FG są przewidywaniem ogólnej teorii względności Einsteina: są falami czasoprzestrzeni tworzonymi w gwałtownych astrofizycznych zjawiskach (np. łączeniu się układów podwójnych czarnych dziur, gwiazd neutronowych lub wybuchach supernowych), propagującymi się z prędkością światła i oddziałującymi słabo z materią, przez co zawierają niezaburzoną informację na temat źródła, z którego zostały wyemitowane.

GN są uznawane za doskonałe źródła FG [2]. Układy podwójne zawierające GN są jednym z głównych typów źródeł w paśmie czułości detektorów Advanced LIGO, a niedawna detekcja fal z ostatnich chwil życia układu podwójnego GN, w połączeniu z obserwacją emisji elektromagnetycznej, zmienia już teraz nasze zrozumienie ewolucji układów podwójnych i nukleosyntezy we Wszechświecie [3, 4]. Sygnał FG jest, podobnie jak w przypadku układu podwójnego czarnych dziur, opisywany przez charakterystycznych „ćwierk” (sygnał o rosnącej częstotliwości i amplitudzie przed zderzeniem się składników), jednak w przypadku GN zawiera on dodatkowo sygnaturę związaną ze strukturą gwiazd, ich wzajemnym pływowym zniekształceniem; analiza tej sygnatury prowadzi do uzyskania ograniczeń na równanie stanu materii gęstej wewnątrz gwiazd [3]. Ponadto oczekuje się, że GN emitują ciągłe promieniowanie FG, związane z nieosiowosymetryczną deformacją ich kształtu („górami”) bądź niestabilnymi modami oscylacji [5], o czym traktuje w szczególności ten autoreferat. GN mogą także kontrybuować do stochastycznego tła FG, emitować krótkotrwałe błyski FG, nie tylko podczas narodzin w wybuchach supernowych, ale także w koincydencji z gliczami pulsarów i flarami magnetarów [2].

Sygnały o których mowa są bardzo słabe, i by odnaleźć je w zaszumionych danych produkowanych przez detektory konieczne są dobrze określone wzorce sygnału. Niezbędnym jest zrozumienie, które cechy struktury GN mają największe znaczenie dla danego typu sygnału by odpowiednio szczegółowo modelować mechanizmy emisji FG.

Podczas studiów doktoranckich i staży podoktorskich zapoczątkowałem wiele technik niezbędnych do modelowania wielokomponentowego wnętrza GN i powiązanej z tym emisji FG. W następnej części autoreferatu opiszę pokrótce pracę doktorską, po czym przedyskutuję swój wkład do astronomii FG, które opracowałem w okresie staży podoktorskich, w szczególności prace przedstawione w dziele habilitacyjnym [P1-P5].

II. PODSUMOWANIE PRACY DOKTORSKIEJ

Moja praca, zrealizowana w Uniwersytecie w Southampton pod kierunkiem prof. Nilsa Anderssona, skupiała się na badaniu emisji FG ze zdeformowanych rotujących GN. Jeden z głównych mechanizmów emisji, który może być przyczyną FG jest deformacja gwiazdy („góra”, odstępstwo od niesferyczności), prowadząca do obecności zmiennego w czasie momentu kwadrupolowego podczas rotacji gwiazdy. W szczególności oszacowałem maksymalny rozmiar góry, który może być podtrzymany przez napięcia elastyczne w skorupie akreującej GN [6], lub w jądrze gwiazdy dzięki obecności kondensatu kwarkowego [7], oraz oszacowałem efekt pola magnetycznego na rozmiar kwadrupolowej deformacji gwiazdy [8]. Obliczenia wskazują, że góry w skorupie i jądrze GN mogą być dostatecznie duże by mogły być wykryte przez Advanced LIGO w jednej z przyszłych kampanii obserwacyjnych, i stanowią dobry cel obserwacyjny dla detektorów trzeciej generacji (Einstein Telescope). Ponadto mechanizmy te mogą być dostatecznie silne, by określać częstość rotacji GN w układach akreujących materię (Low Mass X-ray Binaries).

Uważa się, że brak pulsarów rotujących z częstościami ponad 1 kHz (możliwymi z punktu widzenia struktury gwiazdy z realistycznym równaniem stanu) jest przejawem istnienia momentu siły związanego z FG, którego źródłem są góry lub niestabilne mody, uniemożliwiające gwiazdom osiągnięcie dużych częstości rotacji. Z fizycznego punktu widzenia, góry tworzą asymetrie zaakreowanej materii i składu skorupy. Podczas gdy zaakreowany

B
1

materiał jest wtlaczany głęboko w skorupę, pierwotne asymetrie narastają prowadząc do niesymetrycznego nagrzewania się skorupy w procesie reakcji pyknojądrowych, i termicznych oraz deformacji kwadrupolowych związanych ze składem materii [9]. Zaakreowany materiał zagęszcza także lokalnie linie pola magnetycznego, prowadząc do lokalnego wzmocnienia pola, podtrzymania materii i utworzenia góry [10].

Podczas studiów doktoranckich przebadalem szczegółowo ten scenariusz i otrzymałem modele gwiazd akreujących uwzględniające ciśnienie promieniste dla dużych temp akrecji oraz napięcia magnetyczne w dysku, które mogą lepiej wyjaśnić obcięcie w dystrybucji obserwowanych częstości rotacji bez potrzeby uwzględniania emisji FG [11]. Oznacza to, że teoretyczne poznanie modeli mechanizmów powstawania gór jest jeszcze bardziej istotne dla właściwego określenia celów przy poszukiwaniu FG.

III. EFEKT POLA MAGNETYCZNEGO NA SYGNAŁ FG PODCZAS OSTATNICH ORBIT UKŁADU GN [P6]

Ograniczenia na parametry GN pochodzące z obserwacji, takie jak pomiary masy i momentu bezwładności w układach podwójnych pozwalają już teraz na ograniczenie swobody równania stanu materii gęstej we wnętrzach gwiazd, a przyszłe obserwacje promieni GN przez instrument NICER [12] pozwolą na ustalenie dalszych ograniczeń. Detekcja sygnałów FG emitowanych podczas ostatnich chwil życia układu podwójnego GN pozwala na zmierzenie spinu gwiazd, deformacji kwadrupolowej i pływowych liczb Love'a gwiazd [13]. Pierwsza detekcja FG z systemu GN posłużyła do ograniczenia rozmiaru pływowej deformacji składników, kładąc w ten sposób ograniczenia na równanie stanu [3].

By uniknąć degeneracji w opisie sygnału FG i otrzymać parametry układu, Yagi i Yunes [14, 15] jako pierwsi zdefiniowali tzw. zależności I-Love-Q, tzn. uniwersalne relacje pomiędzy momentem bezwładności GN (I), pływową liczbą Love'a i momentem kwadrupolowym (Q), które dla wolnorotujących, nienamagnetyzowanych gwiazd są w przybliżeniu niezależne od równania stanu. Używając tych zależności możliwe jest uniknięcie degeneracji w estymacji parametrów sygnału FG i zmierzenie spinu GN. Dodatkowo, jest również możliwe przeprowadzenie testów ogólnej teorii względności, a także rozróżnienie GN od gwiazd dziwnych [14]. GN są w rzeczywistości silnie namagnetyzowanymi obiektami, z polem magnetycznym rzędu $B \approx 10^{12}$ G w przypadku radiopulsarów, i nawet $B \approx 10^{15}$ G dla magnetarów. Powszechnie wiadomo, że namagnetyzowane GN nie są sferyczne [16] i że pole magnetyczne jest źródłem kwadrupola zmieniającego zależności uniwersalnych relacji I-Love-Q. Warto zwrócić uwagę na fakt, że mimo, że wpływ równania stanu jest słaby na nieskomplikowane konfiguracje pola magnetycznego, różne geometrie pola, które zależą od historii gwiazdy, będą prowadzić do różnych zależności pomiędzy momentem kwadrupolowym i momentem bezwładności. W szczególności jest możliwe w wolnorotujących gwiazdach istnienie momentu kwadrupolowego całkowicie zdominowanego przez efekty magnetyczne, zwłaszcza dla konfiguracji w których pole we wnętrzu jest znacząco silniejsze niż obserwowany na zewnątrz gwiazdy dipol, co przewiduje wiele modeli [17]. Z jednej strony taka sytuacja prowadzi do błędnego wyznaczenia parametrów, takich jak spin gwiazdy, podczas analizy obserwacji FG, jeśli używa się standardowych relacji I-Love-Q. Z drugiej jednak strony otwiera się perspektywa oszacowania geometrii i struktury pola magnetycznego GN z obserwacji FG.

W pracy [P6], wraz ze współpracownikami z Instytutu Alberta Einsteina (Instytutu Maksa Plancka Fizyki Grawitacji) w Golm w Niemczech, obliczyliśmy, w ramach ogólnej teorii względności, zależność pomiędzy momentem kwadrupolowym Q i momentem bezwładności I dla GN z czysto poloidalnym lub czysto toroidalnym polem magnetycznym, przy użyciu publicznie dostępnej biblioteki metod numerycznych LORENE (<http://www.lorene.obspm.fr>) i kodu MAGSTAR, oraz dla bardziej realistycznych konfiguracji pola skrzyżowanego torusa [17] (w których składowa poloidalna pola magnetycznego współlistnieje z silną składową toroidalną).

Zależność pomiędzy Q i I została otrzymana dla 5 równań stanu, z których 4 otrzymano przy użyciu modeli mikrofizycznych: równania APR [18], BBB2 [19], GNH3 [20], SLy4 [21]; wykorzystaliśmy także model politropowy z indeksem $n = 1$.

W ogólności stwierdziliśmy, że czysto poloidalne lub czysto toroidalne konfiguracje pola spełniają przybliżone uniwersalne relacje Yagi i Yunesa, natomiast dla bardziej realistycznych konfiguracji pola („skrzyżowanych torusów”), które zależą od równania stanu uniwersalność jest tracona. Dla szybko rotujących gwiazd natomiast, kwadrupol jest zdominowany przez wpływ rotacji gwiazdy - stwierdzamy, że dla obiektów o polach $B \lesssim 10^{12}$ G i okresach rotacji mniejszych niż kilka sekund, uniwersalna relacja I-Love-Q jest spełniona. Oznacza to, że relacje te mogą być stosowane w przypadku większości układów podwójnych GN w przedziale czułości LIGO, jednakże nie dla wszystkich. Na przykład w podwójnym pulsarze PSR J0737-3039 składnik B ma pole o szacowanej mocy $B \approx 10^{12}$ G i obraca się obecnie z okresem $P = 2.77$ s, będzie rotował z $P = 3.9$ s tuż przed połączeniem

się składników (jeśli zaniedbamy zanik pola magnetycznego). W tym przypadku kwadrupol jest zdominowany przez wpływ pola magnetycznego. Dalsze poprawki wyższego rzędu wpływają także na liczbę Love'a, zmieniają ją również wyższe multipole pola magnetycznego, dlatego parametry układów podwójnych GN wybieranych do analizy powinny być kompatybilne z zależnościami I-Love-Q; dotyczy to zarówno estymacji parametrów z pomiarów FG jak również testów ogólnej teorii względności.

Przedstawiona praca stanowi fundament dla wielu studiów stosowalności zależności I-Love-Q w astronomii FG i obecnie posiada 51 cytowań (NASA ADS).

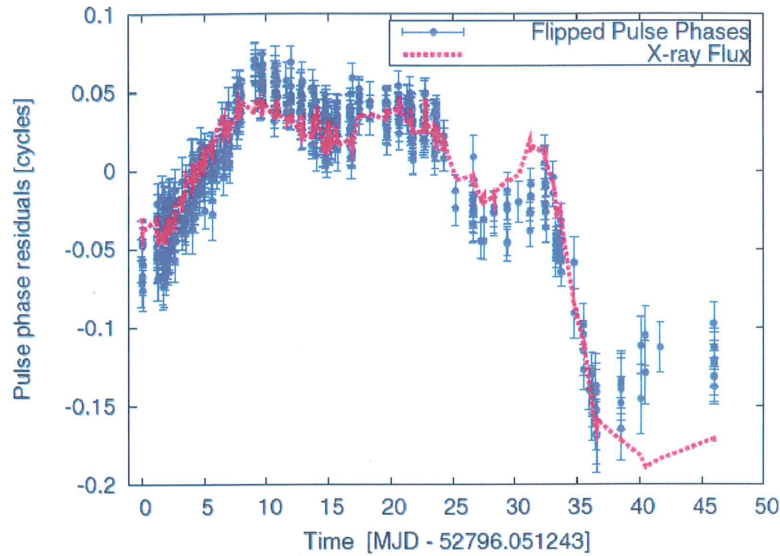
IV. EMISJA FG Z „GÓR” W UKŁADACH LMXB [P4, P9]

Małomasywne rentgenowskie układy podwójne (LMXBs) były początkowo brane pod uwagę pod kątem emisji FG w celu wyjaśnienia zagadki obserwacyjnej. W systemach tych znajduje się zwarty obiekt (GN), który akreuje materię z mniej wyewoluowanego towarzysza. Moment pędu przekazywany GN rozkręca ją do okresu rzędu milisekund, tym sposobem - jak wierzymy - powstała większość radiopulsarów milisekundowych [22–24]. W zasadzie w takich układach powinno być możliwe rozkręcenie GN do momentu, w którym rozpada się ona pod wpływem siły odśrodkowej; dla większości realistycznych równań stanu krytyczna częstość rotacji wynosi powyżej ≈ 1500 Hz (patrz [25, 26] opisujące stan problemu i dyskusję związaną z efektami przejściowej akrecji). Obserwowany rozkład częstości rotacji GN w układach LMXB i w radiopulsarach, sugeruje natomiast obcięcie w rozkładzie przy $\nu \approx 750$ Hz, co wskazuje na istnienie pod-populacji szybkorotujących gwiazd o wąskim rozkładzie wokół $\nu \approx 600$ Hz [27]. Fakt ten wymaga dodatkowego mechanizmu spowalniającego rotację, który zaczyna działać przy wyższych częstościach - emisja FG jest naturalnym kandydatem na taki mechanizm: dostatecznie duże góry mogłyby być w teorii podtrzymane przez napięcia elastyczne w skorupie [6, 9] lub pole magnetyczne gwiazdy [10], a niestabilne mody oscylacji mogłyby także promieniować FG z wymaganą efektywnością [28, 29]. Moment siły pochodzący z akrecji i wzajemne oddziaływanie na siebie dysku akrecyjnego i pola magnetycznego mogą również przyczyniać się do ustalenia równowagowej częstości rotacji [11], zatem bardziej szczegółowe badania mechanizmów prowadzących do emisji FG są niezbędne do zrozumienia, które układy emitują FG i są dobrymi źródłami dla Advanced LIGO.

W celu przestudiowania tego problemu w pracy [P4], wspólnie z dr. Alessandro Patruno z Amsterdamu rozważyliśmy następujące dwa układy: XTE J1814-338 (skrótowo J1814) i SAX J1808.4-3658 (skrótowo J1808). Oba układy są szczególnie z tego powodu, że dzięki obserwowanym w trakcie akrecji wybuchom można oszacować momenty sił rozkręcające GN - są one mniejsze niż przewiduje standardowa teoria akrecji. Pomiar nie są proste i wymagają szczególnej uwagi, jako że chronometraż obu układów ujawnia związek czasu nadejścia pulsów z obserwowanym strumieniem promieniowania rentgenowskiego (przykład na Rys. 1 dla J1814). Nie jest to przewidywane przez standardową teorię akrecji, w której druga pochodna fazy (pochodna częstości rotacji) jest proporcjonalna do obserwowanego strumienia. Obserwujemy zatem najprawdopodobniej akrecyjną gorącą plamę znajdującą się na powierzchni gwiazdy (efekt odtwarzany w symulacjach np. [30]) a nie ewolucję częstości rotacji w układzie. Zależność między strumieniem a fazą jest jednak w dobrym przybliżeniu liniowa i może zostać wykorzystana do otrzymania lepszych reszduów w chronometrażu układu. Nasza analiza w pracy [P2] prowadzi do otrzymania górnych ograniczeń $|\dot{\nu}| \lesssim 1.5 \times 10^{-14}$ Hz/s dla wybuchu J1814 w 2003 roku, podczas gdy standardowa teoria przewiduje $\dot{\nu} \approx 4 \times 10^{-14}$ Hz/s. Podobna analiza dla J1808 w przypadku sześciu wybuchów od 1996 roku prowadzi do otrzymania górnego ograniczenia na tempo rozkręcania/spowalniania rotacji podczas akrecji wynoszące $|\dot{\nu}| \lesssim 2.5 \times 10^{-14}$ Hz/s; dla porównania standardowa teoria przewiduje $\dot{\nu} \approx 9 \times 10^{-14}$ Hz/s.

Jeśli gwiazdy nie rozkręcają się w przewidywanym tempie, konieczny jest dodatkowy składnik momentu siły; w [P4] rozważamy przypadek emisji FG. W obu układach wybuchy nie trwają jednak dostatecznie długo, by przy obserwowanym tempie akrecji stworzyć dostatecznie dużą górę w skorupie gwiazdy (powstawałyby one w wyniku asymetrycznego nagrzewania się skorupy przez reakcje zachodzące w akreowanym materiale [31], które tworzyłyby asymetrie związane ze składem skorupy i były źródłem kwadrupola). Oczekujemy zatem, że niesymetryczności znikają w cieplnej skali czasowej (wynoszącej około roku dla rozważanych gęstości), góry powstają zatem od nowa przy każdym wybuchu. Dla J1808 możemy być pewni, że tak jest dzięki obserwacjom wielu wybuchów określającym tempo rozkręcania się gwiazdy w momentach pomiędzy wybuchami i wykluczającym obecność znaczących kwadrupoli, które prowadziłyby do spowalniania tempa rotacji [32]. Góry magnetyczne są również wykluczone przez niskie tempo akrecji i obserwowane słabe pole magnetyczne; dotyczy to także niestabilnych modów r , jako że naprężenia w wyniku modu dostatecznie dużego by wytłumaczyć równowagę z momentem siły pochodzącym z akrecji rozgrzałyby gwiazdę do temperatur wyższych niż obserwowane. Mimo tych niepewności mechanizm związany z FG wydaje się być mało prawdopodobnym wyjaśnieniem zachowania tych gwiazd.

B
1



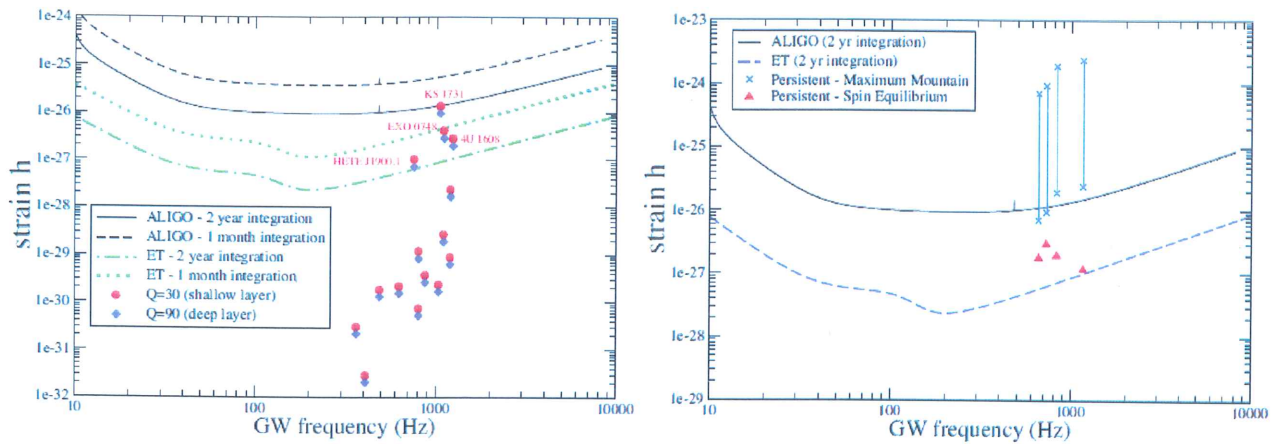
Rysunek 1. Residua fazy (z przeciwnym znakiem) dla podstawowej częstości J1814 (niebieskie kropki) oraz krzywa zmian blasku w przedziale 2.5-15 keV w umownych jednostkach (czerwona linia). Korelacja pomiędzy strumieniem rentgenowskim i fazą jest dobrze widoczna nawet w krótkich skalach czasowych, z niewielkimi odstępstwami na końcu wybuchu przy niskim poziomie strumienia.

W pracy [P4] rozważyliśmy czy oddziaływanie pomiędzy dyskiem a gwiazdą może wyjaśnić obserwowane zmiany akrecji. Na początek założyliśmy, że rozbłyski obserwowane pod koniec wybuchów w obu układach są przejawem przejścia w tzw. fazę propellera, w której materia jest wyrzucana z systemu a akrecja jest powstrzymywana przez siłę odśrodkową. Jeśli założymy, że maksymalny strumień podczas rozbłysków jest równy strumieniowi z brzegu dysku, który rotuje z taką samą częstością co gwiazda, możemy oszacować równowagowy strumień używając modelu opracowanego przeze mnie w pracy doktorskiej [11], który zakłada istnienie pola magnetycznego w dysku i efekty promieniste. Rezultatem jest maksymalna różnica pomiędzy równowagowym i średnim strumieniem podczas wybuchu wynosząca nie więcej niż 10%. Tak duża zbieżność z równowagowym strumieniem prowadzi do redukcji momentu siły, który jest kompatybilny z obserwowanymi górnymi ograniczeniami. Proponowane wyjaśnienie oznacza zatem, że jest mało prawdopodobne, by obiekty J1808 i J1814 emitowały dostatecznie dużo FG na poziomie wykrywalnym przez Advanced LIGO lub przez planowany Einstein Telescope. Mimo negatywnego wyniku z punktu widzenia emisji FG, praca ta była pierwszą szczegółową analizą *fizyki* mechanizmów emisji FG (w odróżnieniu od opierania się na górnych ograniczeniach, np. zakładających, że akrecyjne momenty siły równoważą moment pochodzący z emisji FG), i doprowadziły do obserwacji podobnego zachowania w układzie IGR J18245-2452 [33].

Kolejny szczególnie układ przeanalizowany w pracy [P7] to przejściowy pulsar PSR J1023+0038, który wykazuje przejścia pomiędzy stanem typu LMXB, w którym akreuje materię i jest widoczny jako pulsar rentgenowski, a fazą radiopulsara, w której akrecja nie zachodzi i można prowadzić chronometraż radiowy. Z obserwacji wynika, że tempo spowalniania rotacji jest 27% szybsze w fazie LMXB, co jest trudne do wytłumaczenia przez standardowe modele akrecji [34]. W pracy [P7] pokazujemy, że w tym przypadku obecność emisji FG tłumaczy obserwowane zachowanie, a góra powstająca w skorupie w procesie akrecji w trakcie rozbłysku może być naturalnym wytłumaczeniem obserwacji bez potrzeby szczególnego dopasowywania parametrów (fine tuning). Pomimo, że oczekiwany sygnał jest słaby (odpowiada eliptyczności $\epsilon \approx 5 \times 10^{-10}$ lub amplitudzie $h \approx 6 \times 10^{-28}$) nie jest obecnie możliwy do detekcji przez LIGO, dodatkowe obserwacje kolejnego stadium radiowego pozwolą na potwierdzenie lub odrzucenie tego scenariusza, czyli na określenie ograniczeń na rozmiar asymetrii oczekiwanej w gwiazdach akreujących materię. Jeśli asymetria przewidywana przez nas w układzie PSR J1023+0038 jest typowa dla populacji, jest prawdopodobne że układy akreujące w wyższym tempie i przez dłuższe okresy czasu tworzą góry dostatecznie duże by mogły zostać wykryte w FG.

W [35] [praca nie jest częścią dzieła habilitacyjnego, ponieważ niektórzy autorzy byli nieosiągalni, przez co nie było możliwe zgromadzenie oświadczeń wszystkich autorów] rozważam pełną próbkę układów akreujących, i szacuję wykrywalność FG w modelu góry w tych układach. Rozważane są dwa mechanizmy: termiczne góry w skorupie tzn. góry powstające w wyniku asymetrii grzania skorupy przez reakcje pyknojądrowe, które zachodzą

B



Rysunek 2. FG vs częstotliwość rotacji dla gór w układach rozważanych w [35]. Źródła akreujące przejściowo znajdują się na lewym panelu, gdzie zilustrowane są dwa modele: płytkiej ($Q = 30$ MeV) i głębokiej ($Q = 90$ MeV) warstwy produkcji energii. Na prawym panelu pokazane są źródła ciągłe, dla których pokazujemy rozmiar maksymalnej góry możliwej do podtrzymania przez skorupę (krzyżyki), oraz rozmiar góry, która jest wymagana do osiągnięcia stanu równowagowego (pełne trójkąty). Pionowe kreski odzwierciedlają niepewność wynikającą z nieznaności amplitudy FG i równania stanu.

gdy akreowany materiał opada do wnętrza skorupy, oraz góry magnetyczne tzn. asymetrie podtrzymywane przez napięcia magnetyczne. W przypadku magnetycznym oszacowania nie są obiecujące, jako że góry, które można by wykryć w FG wymagają pola magnetycznego we wnętrzu GN $B \approx 10^{12}$ G, podczas gdy szacowane pole na zewnątrz jest rzędu $B \approx 10^8$ G, co stoi w sprzeczności z wynikami symulacji numerycznych, z których wynika, że maskowanie pola pod powierzchnią nie jest w stanie zredukować pola zewnętrznego o więcej niż dwa rzędy wielkości [36]. Dla gór termicznych sytuacja jest za to obiecująca. W układach przejściowych, w których okresy aktywności akrecyjnej są krótkie, góra zanika w termicznej skali czasowej głębokich warstw skorupy (rzędu lat) w okresach nieaktywności; na ciągle akreujących gwiazdach może powstać maksymalnie duża góra możliwa do podtrzymania przez napięcia w skorupie. Góry takich rozmiarów byłyby nie tylko łatwo wykrywalne przez Advanced LIGO (i przyszłe instrumenty w rodzaju Einstein Telescope), ale również wywoływałyby moment siły FG większy niż potrzebny do osiągnięcia stanu równowagowego rotacji, co widać na Rys. 2. GN zwalniałyby rotację podczas akrecji, odwrotnie do tego, co przewiduje standardowa teoria. Przewidywanie to nie może być obecnie przetestowane, jako że żaden z układów branych pod uwagę nie jest pulsarem rentgenowskim; znamy ich tempa rotacji z obserwacji oscylacji w trakcie rozbłysków w ogonie błysku rentgenowskiego. Jeśli jednak pulsacje byłyby wykryte w jednym z tych układów w przyszłości, możliwe byłoby określenie rozmiaru góry i emisji FG z chronometrażu pulsara.

V. ZNACZENIE NIESTABILNOŚCI r MODU W ŹRÓDŁACH LMXB [P1, P2, P3, P5, P7, P8]

Góry nie są jedyną przyczyną emisji fal grawitacyjnych przez wirującą GN. Jak już było wspomniane, innym źródłem promieniowania grawitacyjnego mogą być oscylacje gwiazdy, które będą narastały osiągając dużą amplitudę prowadząc do momentu kwadrupolowego zarówno w odniesieniu do masy jak i do prądów. Głównym kandydatem jest mod podstawowy (mod f), który jednakże jest bardzo silnie tłumiony przez procesy tarcia w nadciekłym wnętrzu gwiazd neutronowych (proces ten może odgrywać pewną rolę w nowopowstałych gwiazdach i tuż po "złaniu" dwóch gwiazd). Inny, istotny mod oscylacji to tzw. r mode - toroidalny mod dla którego siłą zwrotną jest siła Coriolisa (jest to analogia fal Rossby'ego na oceanach na Ziemi). Mody p (ciśnieniowe) charakteryzują się częstotliwościami wyższymi niż odpowiadające pasmu czułość naziemnych detektorów promieniowania grawitacyjnego, słabo sprzęgają się z falami grawitacyjnymi i są silniej tłumione przez lepkość w porównaniu z modami f . Mody grawitacyjne (g mody) występują w GN z gradientem temperatury lub składu i sprzęgają się z modami inercyjnymi przy szybkiej rotacji [37], chociaż wydaje się, że mody te będą efektywniej tłumione niż r mody [38].

Mod r , mimo, że jest bardziej związany ze słabszym kwadrupolowym momentem przepływów niż z silniejszym kwadrupolem masy, może być niestabilny ze względu na emisję fal grawitacyjnych wskutek niestabilności Chandrasekhara-Friedmana-Schutza (CFS). Dzięki tej niestabilności amplituda r modów osiąga duże wartości i

B
r

obszar parametrów (temperatura, prędkość wirowania gwiazdy), dla których niestabilność nie jest efektywnie tłumiona przez lepkość i drugą lepkość jest duży. W przypadku nadciekłości w gwieździe istnieją dodatkowe stopnie swobody, jako, że możliwy jest przepływ fazy nadcieklej względem normalnych składników gwiazdy. Związany z tym jest nowy mechanizm dysypacji poprzez tłumienie modów oscylacji przez tarcie wzajemne towarzyszące wirom cieczo nadcieklej. W pracy [P1], wspólnie z moimi współpracownikami z Southampton, badaliśmy efekt wzajemnego tarcia na niestabilność modów r , udowadniając, że standartowe mechanizmy wzajemnego tarcia w rdzeniu GN spowodowane rozpraszaniem elektronów na wirach, są znacznie słabsze niż lepkość, która jest najsilniejszym źródłem tłumienia przy niskich temperaturach (poniżej 10^9 K). Dużo silniejsze tarcie wzajemne spowodowane oddziaływaniem prądów i wirów w nadprzewodzącym rdzeniu GN może być dominującym procesem dla tłumienia i określać nawet amplitudę saturacji dla modu [P7]. Opierając się na wynikach [P1] w pracy [P7] pokazujemy, że jeśli wiry są przypięte do nici strumienia magnetycznego (flux tube), mod r może wzrastać. W wiodącym członie protony i neutrony poruszają się razem, jednak w wyższych rzędach w ruchu wirowym ruch wsteczny zaburzenia rozwija się i rośnie proporcjonalnie do amplitudy modu. W końcu ruch w kierunku przeciwnym do obrotu gwiazdy jest wystarczająco silny, aby odpiąć wiry, które przecinają nitki strumienia wzbudzając oscylacje Kelvina i szybko tłumią mod, ustalając w ten sposób amplitudę nasycenia. Nasze wyniki analityczne uzyskane dla powolnej rotacji w [P1] zostały również rozszerzone na szybki obrót (wykorzystano kod numeryczny opracowany w [P2]), potwierdzając w ten sposób, że wyniki analityczne są bardzo dobrym przybliżeniem dla częstotliwości rotacji poniżej 500 Hz, a różnice mniejsze niż 2% w stosunku do analizy numerycznej. Przy wyższych częstotliwościach aby dokładnie wyznaczyć częstotliwość modu konieczne jest uwzględnienie poprawek wyższych rzędów. Niemniej jednak, w przypadku obserwowanych układów o częstotliwościach poniżej 750 Hz (najszybszy obecnie znany pulsar obraca się z częstotliwością 716 Hz), błąd związany z użyciem analitycznych wyrażeń dla wolnej rotacji jest mniejszy niż 10 %.

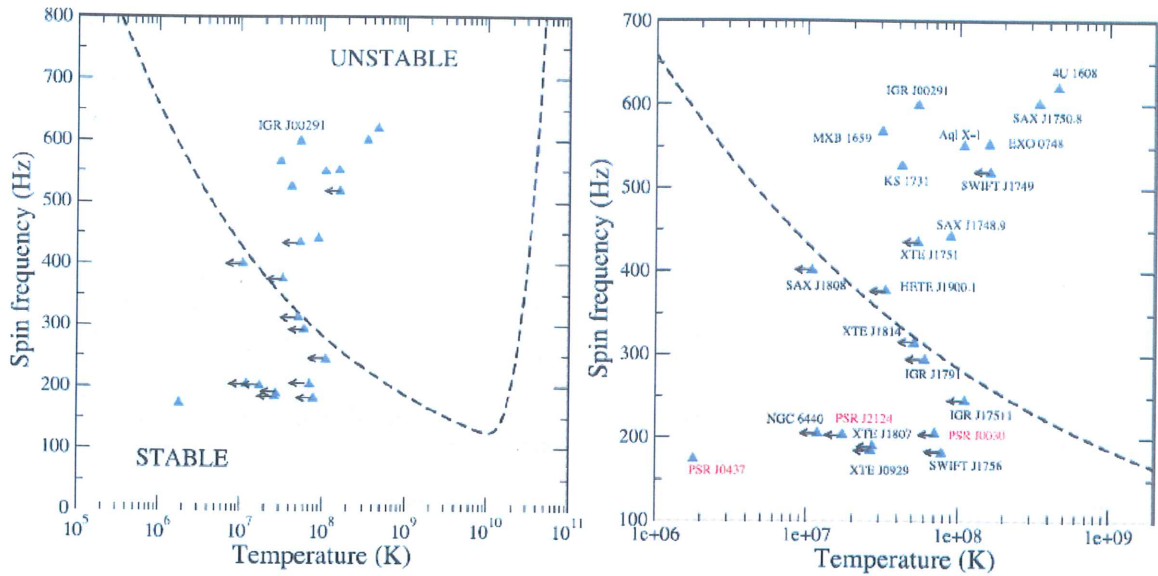
W [P3] zbadaliśmy także dodatkową drugą lepkość związaną z występowaniem hiperonów w rdzeniu nadcieklej gwiazdy. Stwierdziliśmy, że hiperony mogą silnie modyfikować okno niestabilności, prowadząc do znacznie silniejszego tłumienia w niższych temperaturach oraz wpływać na nadciekłość. Chociaż nie zmienia to jakościowego obrazu, ze względu na dodatkowe stopnie swobody ilościowe różnice mogą być duże.

Dotychczas przedstawiona analiza miała charakter teoretyczny. Zobaczyliśmy, że nieznanie równania stanu gwiazdy neutronowej, skutkująca również niejasnością czy hiperony pojawiają się w wysokich gęstościach, oraz efekt tarcia, prowadzi do niepewności w określeniu przestrzeni parametrów dla których mody r są niestabilne prowadząc do emisji PG. W [P5], wspólnie z astronomami rentgenowskimi w Amsterdamie, po raz pierwszy wykorzystałem dane rentgenowskie ze źródeł LMXB, w szczególności pomiary rotacji i temperatury powierzchni, w celu zbadania ograniczeń obserwacyjnych na fizykę modów r .

Na rysunku (3) przedstawiono typowe okno niestabilności modu r dla standardowej gwiazdy neutronowej, składającej się z neutronów, protonów i elektronów; bez egzotycznych cząstek lub niestandardowego wzajemnego tarcia. Zacięnięta część jest obszarem (w zmiennych częstotliwość rotacji - temperatura), w którym mod jest tłumiony; powyżej może narastać i promieniować FG. Na skutek akrecji gwiazda neutronowa w LMXB jest rozkręcana i wchodzi do niestabilnego regionu, wówczas mod narasta, a gwiazda nagrzewa się z powodu lepkości. W końcu emisja neutrinowa zatrzymuje termiczną ucieczkę, gwiazda spowalnia z powodu emisji FG i cykl rozpoczyna się od nowa. Jeśli jednak amplituda nasycenia modu jest duża, system wejdzie do rejonu niestabilności, ale cykl będzie krótki, poniżej 1% czasu życia obiektu [39]. Jeśli natomiast amplituda nasycenia jest niewielka, zgodna z przewidywaniami obliczeń nieliniowych sprzężeń z modami wyższego rzędu [40], system nigdy nie oddala się znacznie od krawędzi niestabilnego obszaru. W obu przypadkach bardzo mało prawdopodobne jest obserwowanie systemów w regionie niestabilnym.

Na wykresie (3) wyraźnie widać, iż podczas gdy w oknie niestabilności znajduje się wiele zaobserwowanych LMXB (zakładając zaakreowaną otoczkę w celu oszacowania, ze zmierzonej temperatury powierzchni, wewnętrznej temperatury rdzenia), kilka obiektów znajduje się w niestabilnym regionie. Można z tego wywnioskować, że najprostszy, często stosowany model gwiazdy neutronowej nie jest zgodny z obserwacjami i że do uzyskania dodatkowego tłumienia wymagana jest dodatkowa fizyka, np. dodatkowa lepkość z powodu hiperonów lub oddziaływań wirów z niemi pola magnetycznego lub rezonansów modów w skorupie. Innym rozwiązaniem jest też możliwość, że amplituda nasycenia modu r jest znacznie mniejsza niż obecnie przewidywana, a mod może być niestabilny, ale nigdy nie jest wystarczająco duży, aby miało to wpływ na rotację lub termiczną ewolucję gwiazdy (praca [P8]).

Była to pierwsza praca wykorzystująca obserwacje rentgenowskie do nałożenia ograniczeń na fizyki fal grawitacyjnych i dyskutująca ważną kwestię rozbieżności między obserwacjami a standardowymi modelami teoretycznymi (do tej pory był cytowany 58 razy (NASA ADS)).



Rysunek 3. Okno niestabilności modu r dla minimalnego modelu gwiazdy neutronowej (nie zawierającego cząstek egzotycznych, nadciekłych stopni swobody i pól magnetycznych). Mod jest stabilny w zacienionym obszarze, niestabilny w niezacienionej części wykresu. Punkty to zmierzone temperatury rdzenia, przy założeniu modelu atmosfery i otoczki gwiazdy (szczegóły w [P5]) i częstotliwości rotacji LMXB. Panel po prawej to powiększenie obszaru zawierającego obserwowane źródła.

VI. POZOSTAŁE TEMATY BADAŃ - GLICZE PULSARÓW

Fale grawitacyjne nie są jedyną metodą badania struktury wewnętrznej gwiazdy neutronowej. W szczególności glicze, nagłe zmiany częstotliwości pulsarów obserwowane głównie w promieniowaniu radiowym (ale również widoczne w dziedzinie rentgenowskiej i gamma), są uważane za wielkoskalowe, możliwe do zaobserwowania konsekwencje mikroskopowego zjawiska tworzenia par w nadciekłym wnętrzu.

Faza nadciekła obraca się, tworząc układ skwantowanych wirów, które przenoszą cyrkulację i pośredniczą w wymianie momentu pędu między nadciekłymi neutronami a normalnym składnikiem gwiazdy, który jest związany z emisją elektromagnetyczną. Jeśli wiry są silnie przyciągane, lub „przypięte” do jonów w skorupie lub nici strumienia w rdzeniu gwiazdy, nie mogą się przemieścić, a faza nadciekła nie może spowalniać wraz z normalnym składnikiem, magazynując w ten sposób moment pędu. Nagłe ponowne sprzężenie składników prowadzi do szybkiej wymiany momentu pędu i gliczu [41]. Pomimo tego, że ten jakościowy obraz został już dawno opracowany, dokładna natura tych zjawisk, mechanizm powodujący glicze i dokładny charakter siły wiążącej dwa składniki są nadal, po ponad 40 latach, przedmiotem debaty ([42]).

Wraz ze współpracownikami z Mediolanu przeprowadziłem szczegółowe obliczenia mikrofizyczne siły przyczepności dla rzeczywistych oddziaływań i równań stanu [43–45] i zastosowałem wyniki do obliczeń zmagazynowanego momentu pędu dostępnego do wymiany podczas gliczy. W szczególności porównanie teoretycznego dostępnego momentu pędu z pomiarami aktywności pulsara Vela może ograniczyć parametry fizyki jądrowej, takie jak nachylenie energii symetrii L , które odgrywa podstawową rolę w równaniu stanu skorupy [46]. Pokazaliśmy również, w jaki sposób można połączyć obliczenia mikroskopowe siły przyczepności z obserwacjami maksymalnego glicza w pulsarze w celu wyznaczenia jego masy [47].

Opracowałem również pierwsze symulacje dynamiczne, które mogą opisać wszystkie fazy gigantycznego glicza, począwszy od jego powstania do okresu relaksacji [48], i używając dopasowania do gliczy pulsara Vela ograniczyłem parametry wzajemnego tarcia. Ten sam formalizm został przystosowany do losowego odpinania [49] oraz modelowania rozmiaru gliczu i rozkładu czasu oczekiwania [50]. Sprzężenie ruchu wirowego i hydrodynamiki w sposób naturalny powoduje, że małe glicze są znacznie wolniejsze od szybkich gliczy i występują nie jako nagłe glicze, ale bardziej przypominają szumy czasowe. Tłumaczy obcięcie przy małych amplitudach gliczy obserwowane w pulsarze Crab [51]. Wraz ze współpracownikami z Melbourne opracowaliśmy również dwuwymiarowe symulacje relaksacji gliczy, które uwzględniają wpływ przepływów Ekmana na dynamikę [52].

Rozważałem także wydolność lawin wirów jako mechanizmu wywołującego glicze pulsarów. Mikrofizyczne symu-

B
1

lacje wirów w obracającym się, spowalniającym pojemniku pokazują, że wiry mogą uderzać w siebie wzajemnie i powodować glicze, z rozkładem wielkości, który jest zgodny z funkcją potęgową, tak jak w większości pulsarów (jedynie dla dwóch pulsarów, w tym dla Veli, preferowana jest jedna wielkość i czas oczekiwania na glicze [53]). Jednak w tych symulacjach z powodu ograniczeń numerycznych wiry są oddzielone tylko przez kilka miejsc zaczepienia. Pokazałem, że w pobliżu krytycznego progu odpinania, wiry mogą przeskakiwać wiele miejsc przypinania i oddziaływać ze sobą, nawet jeśli rozdzielone są o $\approx 10^{10}$ miejsc przypinania, jak w realistycznych gwiazdach neutronowych [54]. Obecnie pracuję nad symulacjami dwuwymiarowych i trójwymiarowych linii wirowych (praca finansowana z mojego grantu NCN Sonata Bis i stypendium Marie-Curie), aby zbadać ten scenariusz i opracować sposoby podejścia średniego pola do włączenia oddziaływania wirów w symulacje hydrodynamiczne na dużą skalę (Khomenko & Haskell, przesłane do druku).

6. *Najważniejsze publikacje:*

- Dane - NASA ADS, 1 grudnia 2017
- **100+ cytowań:**
Haskell, B., Samuelsson, L., Glampedakis, K., Andersson, N., (2008), MNRAS 385, 531
- **50+ cytowań:**
Haskell, B., Andersson, N., Jones, D.I., Samuelsson, L., (2007) Phys.Rev.Lett. 99, 231101
Haskell, B., Jones, D.I., Andersson, N., (2006) MNRAS 373, 1423
Haskell, B., Degenaar, N., Ho, W.C.G., (2012) MNRAS 424, 93
Ho, W.C.G., Andersson, N., Haskell, B., (2011) Phys.Rev.Lett. 107, 101101
Haskell, B., Cioffi R., Pannarale, F., Rezzolla, L., (2014), MNRAS 438, L71
- **Zaproszone artykuły przeglądowe:**
Haskell, B. (2015), 'R-modes in neutron stars: Theory and observations', IJMPE 24, 1541007
Haskell, B., Melatos. A., (2015) , 'Models of Pulsar Glitches', IJMPD 24, 1530008

7. *Publikacje - statystyka:*

- Dane NASA ADS, 1 grudnia 2017. wartości w nawiasach odnoszą się tylko do publikacji recenzowanych.
- Liczba prac: 48 (39)
- Cytowania: 1014 (1005)
- Średnia cytowań: 21.1 (25.8)
- h-index: 21 (21)

8. *PI grantów:*

- 2010-2012: Marie Curie IEF Fellowship, FP7: 'AMXP Dynamics', 252470, held at the 'Anton Pannekoek' astronomical institute, the University of Amsterdam, Amsterdam, the Netherlands
- 2013-2016: Australian Research Council DECRA fellowship, 'Modelling Superfluid Neutron Stars', DE13010108, held at the School of Physics, University of Melbourne, Parkville (VIC), Australia.
- 2016-now: Marie Curie Individual Fellowship (Reintegration), H2020: 'SuperDENSE', 702713, held at the Nicolaus Copernicus Astronomical Center, Warsaw, Poland
- 2016-now: NCN Sonata Bis: 'Superfluid neutron star dynamics', 2015/18/E/ST9/00577, held at the Nicolaus Copernicus Astronomical Center, Warsaw, Poland

9. *Działalność w sieciach naukowych:*

- od 2017: Vice-Chair and Managing Committee member for Poland of PHAROS, ESF-funded COST action CA16214
- 2014-2017: participating member of NewCompStar, ESF-funded COST action MP1304
- 2008-2013: participating member of the ESF funded research networking program COMPSTAR

10. *Recenzje:*

- **Referee for:** Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, The Astrophysical Journal, Physical Review Letters, Physical Review D, Classical & Quantum Gravity, Astrophysics & Space Science, General Relativity and Gravitation, Europhysics Letters, European Physical Journal E.



- **Reviewer for:** Australian Research Council (ARC), Italian Ministry of Education & Research (MIUR), Chilean National Council for Research (CONICYT), European Science Foundation (ESF), Sabanci University (Turkey).

11. Organizacja konferencji:

- 2017: NewCompStar Annual Meeting, 27-31 March 2017, Warsaw, Poland
- 2014: Orange Pulsar Meeting, 26-28 November 2014, Melbourne, Australia
- 2012: Magnetic Fields in Neutron Stars: origin, evolution and decay, 12-15 June 2012, Amsterdam, the Netherlands

12. Udział w konferencjach:

Wykłady zaproszone:

- 2017, October: ECT* Workshop, New Perspectives on Neutron Star Interiors, Trento, Italy
- 2017, September: IAU Symposium 337, 50 Years of Pulsars, Jodrell Bank, UK -Plenary talk
- 2017, June: EWASS 2017, Prague, Czech Republic
- 2016, April: The origin, equilibrium and evolution of magnetic fields in neutron stars, Alicante, Spain
- 2014, November: Orange Pulsar Meeting, Melbourne, Australia
- 2014, September: XI Quark Confinement and the Hadron Spectrum, St Petersburg, Russia
- 2014, April: St Cugat Forum in Astrophysics, St Cugat, Spain - Plenary Talk
- 2014, April: GGI Neutron Star Workshop, Florence, Italy - Graduate Lecture
- 2012, July: XIII Marcel Grossman Meeting, Stockholm, Sweden
- 2012, June: Magnetic Fields in Neutron Stars, Amsterdam, the Netherlands

Inne wykłady:

- 2016, October, WE Haereus Seminar: Neutron Stars, Bad Honnef, Germany
- 2016, July, GR21, New York City, USA
- 2015, December, 28th Texas Relativity Meeting, Geneva, Switzerland
- 2015, December, ACGRG Meeting, Melbourne, Australia
- 2015, June, NewCompStar Annual Meeting, Budapest, Hungary
- 2014, July, AAS Meeting, Sydney, Australia
- 2014, April, Problemi Attuali di Fisica Teorica, Vietri sul mare, Italy
- 2014, February, ANITA meeting, Sydney, Australia
- 2013, December, ACGRG7, Hamilton Island, Australia
- 2013, July, Neutron Stars: Nuclear Physics, GWs and Astronomy, Guildford, UK
- 2013, July, GR20 and Amaldi meeting, Warsaw, Poland
- 2013, May, NS2013 symposium, Amsterdam, the Netherlands
- 2012, April, Problemi Attuali di Fisica Teorica, Vietri sul mare, Italy
- 2012, January, First Dutch GW meeting, Amsterdam, the Netherlands
- 2011, July, Astrophysical Transients INT workshop, Seattle, USA
- 2011, May, Compstar Annual Meeting, Catania, Italy
- 2011, February, HTRS2011, Champerry, Switzerland
- 2010, February, Compstar Annual Meeting, Caen, France
- 2009, February, The crust of compact stars, Coimbra, Portugal
- 2008, June, ASTRONS workshop, Istanbul, Turkey
- 2008, February, NS dynamics workshop, Gregynog, UK

- 2007, July, GR18 and Amaldi meeting, Sydney, Australia
- 2006, April, Britgrav 6, Nottingham, UK - **best student talk prize**
- 2004, September, Britgrav 4, Oxford, UK
- 2004, July, GR17, Dublin, Ireland

13. *Zaproszone seminaria*

- 2017, November: NCAC Warsaw, Poland
- 2017, March: NCAC Torun, Poland
- 2017, February: Università di Parma, Parma, Italy
- 2016, December: Observatoire de Paris Meudon, Paris, France
- 2016, November: Warsaw Technical University, Warsaw, Poland
- 2016, October: Universitat Autònoma, Barcelona, Spain
- 2016, March: Nicolaus Copernicus Astronomical Center, Warsaw, Poland
- 2016, June: Nicolaus Copernicus Astronomical Center, Warsaw, Poland
- 2016, March: Nicolaus Copernicus Astronomical Center, Warsaw, Poland
- 2015, August: University of Melbourne, Melbourne, Australia
- 2015, February: Monash University, Melbourne, Australia
- 2014, September: University of Western Australia, Perth, Australia
- 2014, September: Curtin University, Perth, Australia
- 2014, July: Sydney Institute for Astronomy, Sydney, Australia
- 2014, May: Victoria University, Wellington, New Zealand
- 2014, April: LENS, Florence, Italy
- 2013, September: University of Melbourne, Australia
- 2013, May: Tuebingen University, Germany
- 2013, March: AEI, Potsdam, Germany
- 2012, November: Università di Milano, Milano, Italy
- 2012, February: ASTRON, Dwingeloo, The Netherlands
- 2011, November: West Virginia University, Morgantown, USA
- 2011, November: Washington University, St. Louis, USA
- 2011, November: Montana State University, Bozeman, USA
- 2011, June: Sterrenwacht Leiden, University of Leiden, Netherlands
- 2011, June: Argelander Institute, University of Bonn, Germany
- 2011, March: API, University of Amsterdam, Netherlands
- 2010, October: "GRAPPA", University of Amsterdam, Netherlands
- 2009, November: INAF, Milano, Italy
- 2009, June: API, Amsterdam, Netherlands
- 2008, May: University of Southampton, UK
- 2007, September: Università di Parma, Parma, Italy
- 2006, October: Queen Mary University, London, UK

14. *Członkostwo w organizacjach naukowych:*

- Since 2017: Polish Astronomical Society
- Since 2017: European Astronomical Society



- Since 2013: Austrorlasian Society for General Relativity and Gravitation

15. *Dydaktyka:*

- 2009-2016: Taught a section of the 'Relativistic Astrophysics' course of Prof. P.Pizzochero at the University of Milan, Italy
- 2010: Taught an ASTROVARIA masters course with Dr. A.Watts at the University of Amsterdam, the Netherlands
- 2008-2009: Taught a section of the course 'mathematics for electronic and electrical engineering' at the University of Southampton, UK
- 2007: Taught the full course 'complex variables and transforms' at the University of Southampton, UK

-
- [1] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, M. R. Abernathy, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. X. Adhikari, and et al., *Physical Review Letters* **116**, 061102 (2016), arXiv:1602.03837 [gr-qc].
 - [2] P. D. Lasky, *PASA* **32**, e034 (2015), arXiv:1508.06643 [astro-ph.HE].
 - [3] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. X. Adhikari, V. B. Adya, and et al., *Physical Review Letters* **119**, 161101 (2017), arXiv:1710.05832 [gr-qc].
 - [4] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. X. Adhikari, V. B. Adya, and et al., *ApJ* **848**, L12 (2017), arXiv:1710.05833 [astro-ph.HE].
 - [5] B. Haskell, N. Andersson, C. D'Angelo, N. Degenaar, K. Glampedakis, W. C. G. Ho, P. D. Lasky, A. Melatos, M. Oppennoorth, A. Patruno, and M. Priymak, in *Gravitational Wave Astrophysics*, Astrophysics and Space Science Proceedings, Vol. 40, edited by C. F. Sopuerta (2015) p. 85, arXiv:1407.8254 [astro-ph.SR].
 - [6] B. Haskell, D. I. Jones, and N. Andersson, *MNRAS* **373**, 1423 (2006), astro-ph/0609438.
 - [7] B. Haskell, N. Andersson, D. I. Jones, and L. Samuelsson, *Physical Review Letters* **99**, 231101 (2007), arXiv:0708.2984 [gr-qc].
 - [8] B. Haskell, L. Samuelsson, K. Glampedakis, and N. Andersson, *MNRAS* **385**, 531 (2008), arXiv:0705.1780.
 - [9] G. Ushomirsky, C. Cutler, and L. Bildsten, *MNRAS* **319**, 902 (2000), astro-ph/0001136.
 - [10] A. Melatos and D. J. B. Payne, *ApJ* **623**, 1044 (2005), astro-ph/0503287.
 - [11] N. Andersson, K. Glampedakis, B. Haskell, and A. L. Watts, *MNRAS* **361**, 1153 (2005), astro-ph/0411747.
 - [12] F. Özel, D. Psaltis, Z. Arzoumanian, S. Morsink, and M. Bauböck, *ApJ* **832**, 92 (2016), arXiv:1512.03067 [astro-ph.HE].
 - [13] T. Hinderer, B. D. Lackey, R. N. Lang, and J. S. Read, *Phys. Rev. D* **81**, 123016 (2010), arXiv:0911.3535 [astro-ph.HE].
 - [14] K. Yagi and N. Yunes, *Science* **341**, 365 (2013), arXiv:1302.4499 [gr-qc].
 - [15] K. Yagi and N. Yunes, *Phys. Rev. D* **88**, 023009 (2013), arXiv:1303.1528 [gr-qc].
 - [16] S. Chandrasekhar and E. Fermi, *ApJ* **118**, 116 (1953).
 - [17] R. Ciolfi and L. Rezzolla, *MNRAS* **435**, L43 (2013), arXiv:1306.2803 [astro-ph.SR].
 - [18] A. Akmal, V. R. Pandharipande, and D. G. Ravenhall, *Phys. Rev. C* **58**, 1804 (1998), nucl-th/9804027.
 - [19] M. Baldo, I. Bombaci, and G. F. Burgio, *A&A* **328**, 274 (1997), astro-ph/9707277.
 - [20] N. K. Glendenning, *ApJ* **293**, 470 (1985).
 - [21] F. Douchin and P. Haensel, *A&A* **380**, 151 (2001), astro-ph/0111092.
 - [22] M. A. Alpar, A. F. Cheng, M. A. Ruderman, and J. Shaham, *Nature* **300**, 728 (1982).
 - [23] V. Radhakrishnan and G. Srinivasan, *Current Science* **51**, 1096 (1982).
 - [24] D. Bhattacharya and E. van den Heuvel, *Physics Reports* **203**, 1 (1991).
 - [25] C. R. D'Angelo, *MNRAS* **470**, 3316 (2017), arXiv:1609.08654 [astro-ph.SR].
 - [26] S. Bhattacharyya and D. Chakrabarty, *ApJ* **835**, 4 (2017), arXiv:1612.04962 [astro-ph.HE].
 - [27] A. Patruno, B. Haskell, and N. Andersson, *ApJ* **850**, 106 (2017), arXiv:1705.07669 [astro-ph.HE].
 - [28] N. Andersson, *ApJ* **502**, 708 (1998), gr-qc/9706075.
 - [29] B. Haskell, *International Journal of Modern Physics E* **24**, 1541007 (2015), arXiv:1509.04370 [astro-ph.HE].
 - [30] M. M. Romanova, G. V. Ustyugova, A. V. Koldoba, J. V. Wick, and R. V. E. Lovelace, *ApJ* **595**, 1009 (2003), astro-ph/0401375.
 - [31] P. Haensel and J. L. Zdunik, *A&A* **227**, 431 (1990).
 - [32] J. M. Hartman, A. Patruno, D. Chakrabarty, C. B. Markwardt, E. H. Morgan, M. van der Klis, and R. Wijnands, *ApJ* **702**, 1673-1678 (2009), arXiv:0902.2112 [astro-ph.HE].
 - [33] C. Ferrigno, E. Bozzo, A. Papitto, N. Rea, L. Pavan, S. Campana, M. Wieringa, M. Filipović, M. Falanga, and L. Stella, *A&A* **567**, A77 (2014), arXiv:1310.7784 [astro-ph.HE].
 - [34] A. Jaodand, A. M. Archibald, J. W. T. Hessels, S. Bogdanov, C. R. D'Angelo, A. Patruno, C. Bassa, and A. T. Deller, *ApJ* **830**, 122 (2016), arXiv:1610.01625 [astro-ph.HE].
 - [35] B. Haskell, M. Priymak, A. Patruno, M. Oppennoorth, A. Melatos, and P. D. Lasky, *MNRAS* **450**, 2393 (2015), arXiv:1501.06039 [astro-ph.SR].

B
1

- [36] M. Priymak, A. Melatos, and D. J. B. Payne, MNRAS **417**, 2696 (2011), arXiv:1109.1040 [astro-ph.HE].
- [37] A. Passamonti, B. Haskell, N. Andersson, D. I. Jones, and I. Hawke, MNRAS **394**, 730 (2009), arXiv:0807.3457.
- [38] D. Lai, MNRAS **307**, 1001 (1999), astro-ph/9806378.
- [39] J. S. Heyl, ApJ **574**, L57 (2002).
- [40] R. Bondarescu, S. A. Teukolsky, and I. Wasserman, Phys. Rev. D **76**, 064019 (2007), arXiv:0704.0799.
- [41] P. W. Anderson and N. Itoh, Nature **256**, 25 (1975).
- [42] B. Haskell and A. Melatos, International Journal of Modern Physics D **24**, 1530008 (2015), arXiv:1502.07062 [astro-ph.SR].
- [43] S. Seveso, P. M. Pizzochero, F. Grill, and B. Haskell, MNRAS **455**, 3952 (2016).
- [44] S. Seveso, P. M. Pizzochero, and B. Haskell, MNRAS **427**, 1089 (2012), arXiv:1205.6647 [astro-ph.SR].
- [45] B. Haskell, P. M. Pizzochero, and S. Seveso, ApJ **764**, L25 (2013), arXiv:1209.6260 [astro-ph.SR].
- [46] W. G. Newton, S. Berger, and B. Haskell, MNRAS **454**, 4400 (2015), arXiv:1506.01445 [astro-ph.SR].
- [47] P. M. Pizzochero, M. Antonelli, B. Haskell, and S. Seveso, Nature Astronomy **1**, 0134 (2017), arXiv:1611.10223 [astro-ph.HE].
- [48] B. Haskell, P. M. Pizzochero, and T. Sidery, MNRAS **420**, 658 (2012), arXiv:1107.5295 [astro-ph.SR].
- [49] B. Haskell and D. Antonopoulou, MNRAS **438**, L16 (2014), arXiv:1306.5214 [astro-ph.SR].
- [50] B. Haskell, MNRAS **461**, L77 (2016), arXiv:1603.04304 [astro-ph.SR].
- [51] C. M. Espinoza, D. Antonopoulou, B. W. Stappers, A. Watts, and A. G. Lyne, MNRAS **440**, 2755 (2014), arXiv:1402.7219 [astro-ph.HE].
- [52] G. Howitt, B. Haskell, and A. Melatos, MNRAS **460**, 1201 (2016), arXiv:1512.07903 [astro-ph.HE].
- [53] A. Melatos, C. Peralta, and J. S. B. Wyithe, ApJ **672**, 1103-1118 (2008), arXiv:0710.1021.
- [54] B. Haskell and A. Melatos, MNRAS **461**, 2200 (2016), arXiv:1510.03136 [astro-ph.SR].

Warszawa

5.01.2018

B