

Gravitációshullám-asztrófizika

19. Periodikus jelek

- A periodikus GH-jelek forrásai és keresése.
- A jelkeresést nehezítő fizikai effektusok
- Periodikus jelforrások célzott és vak keresése.

Kis-Tóth Ágnes
Fizikus MSc 1. évfolyam



Eötvös Loránd Tudományegyetem,

Budapest, 2013

1. Gravitációs hullámokról általában

1.1 Elméleti jóslat

A gravitációs hullám a téridő görbületének hullámszerűen terjedő megváltozása, amelyet az általános relativitáselmélet jósolt meg. Nemcsak a klasszikus értelemben megfogalmazott tömegvonzás „mellékterméke”, hanem a gyorsuló tömeg kelti. A gravitációs sugárzás a gravitációs hullámok által továbbított energia. Ez a jelenség elektromágneses sugárzáshoz hasonló, amelyet gyorsuló elektromosan töltött részecskék hoznak létre. A lényeges különbség a kettő között, hogy negatív tömeg jelenlegi tudásunk szerint nincs. Emiatt nincs gravitációs dipólus, hanem a gravitációs sugárzás kvadrupól sugárzás. A tömeg és/vagy az energia megváltozásával együtt járó folyamatok, melyek során legalább a kvadrupól-momentum az időben megváltozik, gravitációs hullámok kibocsátásához vezet [2].

A gravitációs hullámok egy indirekt kimutatása sikerült Russell Hulsenak és Joseph Taylornak, a Princeton Egyetem fizikusainak. A két tudós az 1974-ben felfedezett kettőspulzár, a PSR 1913+16 sok éves megfigyelésével igazolta, hogy az egymás körül keringő kettős rendszer keringési periódusa rövidült az évek során. Ebből következtettek arra, hogy a rendszer energiát veszít még hozzá a gravitációshullám-kibocsátásnak köszönhetően [1]. A megfigyelt energiavesztés pontosan egyezik az elméletileg számolt értékkel, amelyet a gravitációs sugárzás veszteségére kaptak. Hulse-t és Taylort felfedezésükért 1993-ban fizikai Nobel-díjjal tüntették ki [14].

1.2 Gravitációs hullámok típusai

A gravitációs hullámok alkotta sztochasztikus háttér

A sztochasztikus háttér egyrészt az univerzum keletkezése után lezajló heves anyagmozgások keltette hullámokból áll. Másrészt olyan gravitációshullám-források jeleiből, melyek egyedileg nem megkülönböztethetőek. Az interferometrikus gravitációshullám-detektorokkal észlelni remélt sztochasztikus háttér a két háttér összegéből adódik [2]

Bespirálózó kettősök jele

Az egymás körül szoros pályán keringő kettős rendszerek életútja, és így a kisugárzott gravitációs hullámok jellege is három szakaszra bontható. A kezdetben közel állandó frekvenciával keringő kettős rendszer energiája és impulzusmomentuma a gravitációs hullámok kisugárzása miatt csökken, ezért a kettős rendszer tagjai egymáshoz közelednek, a kibocsátott jel frekvenciája emiatt lassú ütemben, de folyamatosan nő (százmillió évig is eltarthat ez a szakasz). Ez a szakasz az úgynevezett bespirálózóadás (angolul inspiral).

Ezt követi az összeolvadás (angolul merge), amikor a kettős pályája instabillá válik, és a két objektum egymásba zuhan. Ekkor egyetlen rövid, nagy intenzitású impulzust sugároznak ki, amelynek a rezgésszáma gyorsan változik. Végül a lecsengés következik (angolul ringdown), ami a már összeolvadt tagokból keletkezett, még nem forgásszimmetrikus termék gravitációshullám-jele [2].

Kitörések

Minden jelet a kitörésekhez sorolunk, ami tranziens és hullámformája gyengén (vagy egyáltalán nem) modellezett. Ilyen például a kettős rendszerek összeolvadásakor keltett jel, de jó példa a nagytömegű csillagok magjának összeomlásakor kibocsájtott jel is. Az nagytömegű csillagok sűrű belső magja életciklusuk végén összeesik, szupernóva robbanás következik be, melynek eredményeként neutroncsillag vagy feketelyuk keletkezik. A folyamat során hatalmas tömegek gyorsulnak, ezért lehet ez a jelenség gravitációs hullámok forrása [2].

Periodikus jelek

Periodikus gravitációshullám-forrás alatt olyan objektumot értünk, ami állandó frekvenciával, vagy közel állandó frekvenciával, sugároz gravitációs hullámokat hozamosabb ideig, hetekig, hónapokig, vagy még tovább. Folytonos, állandó frekvenciájú jel forrására tipikus példa egy olyan neutroncsillag, mely állandó forgást végez, de nem tengelyszimmetrikus [2] [4].

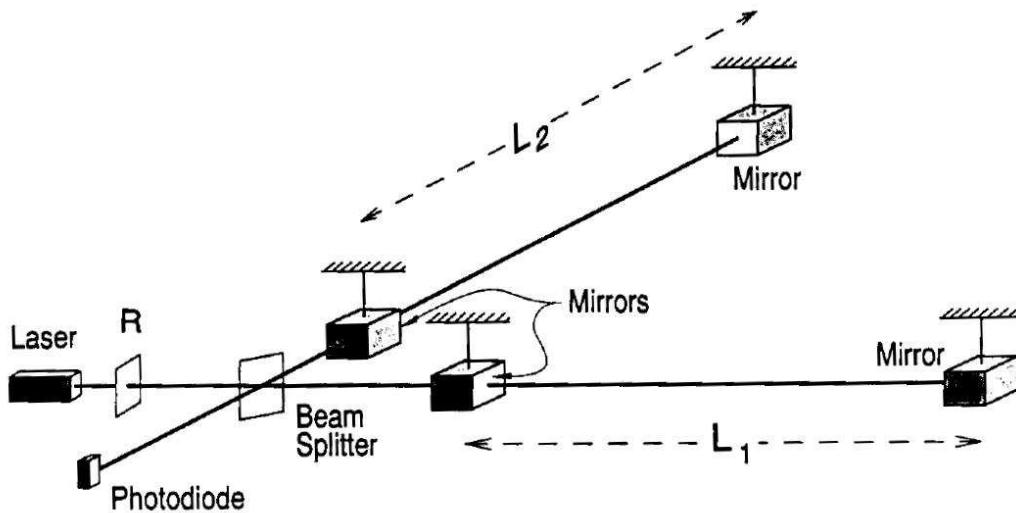
1.3 Gravitációs hullámok detektálása

A gravitációs hullámok kimutatására ma Michelson-interferométereket használnak Fabry-Perrot karokkal. Ezen detektorok működésének alapját az „L” alakban elhelyezett, általában kilométer hosszúságú karokban haladó lézersugár interferenciája képezi. Gravitációs hullám áthaladásakor az egyes karok végén található végponttükrök távolsága a nyalábosztótól különböző mértékben változik, ennek eredményeként a két kar irányából érkező fotonok egyesítésekor interferenciakép alakul ki. Gravitációs hullámok detektálására alkalmas interferométer vázlatos rajza látható az 1. ábrán [2].

Gravitációs hullám nélkül az interferométer kioltásra van beállítva, gravitációs hullám áthaladásakor a hullám kvadrupól jellege miatt az egyik karban a lézersugár útja megnyúlik, míg a másikban összehúzódik. A két optikai úthossz különbségét és relatív különbségét az interferenciakép alapján mérhetjük az idő függvényében:

$$\delta L(t) = L_1(t) - L_2(t) \quad (1.1)$$

$$h(t) = \frac{\delta L(t)}{L} = \frac{L_1(t) - L_2(t)}{L} \quad (1.2)$$



1.ábra Gravitációs hullámok detektálására tervezett „Michelson-interferométer Fabry-Perrot karokkal” vázlatos rajza [2].

A $h(t)$ relatív optikai úthossz különbség egy dimenziótlan mennyiség, aminek értéke tetszőleges gravitációs hullám esetén a következőképpen becsülhető [2]:

$$h \sim \frac{G}{c^4} \frac{\ddot{Q}}{r} \approx \frac{G}{c^4} \frac{2Mv^2}{r} \approx \frac{G}{c^4} \frac{4E_{kin}}{r} \quad (1.3)$$

ahol G a gravitációs állandó, c a fénysebesség, \ddot{Q} a kvadrupól-momentum második időderiváltja és r a forrás távolsága. Az M a forrás tömege, v a belső sebessége és E_{kin} a belső kinetikus energiája. Például egy néhány száz Mpc távolságban lévő kettős neutroncsillag rendszer esetén, ahol az $E_{kin} = M_{\odot} \cdot c^2$ (M_{\odot} a Nap tömege):

$$h \sim 10^{-21} - 10^{-22} \quad (1.4)$$

Ez azt jelenti, hogy egy $L=1$ km karhosszúságú interferométer esetén $\delta L = h \cdot L = 10^{-16}$ cm pontossággal kell tudnunk mérni a $\delta L(t)$ megváltozást. Emiatt a gravitációshullám-kutatás várható célpontjai olyan közeli $\sim 1-10^6$ pc távolságban található források, melyek tömege legalább $\sim 1-10^{10}$ naptömeg.

Kettős rendszerek esetén például csak neutroncsillag párok, fekete lyuk párok illetve neutroncsillag és fekete lyuk kettős esetén várunk detektálható jeleket, de ilyen rendszereknél is csak a bespirálózkodás utolsó másodperceinek és az azt követő összeolvadásnak várható akkora amplitúdója, ami Földi detektorokkal is mérhető.

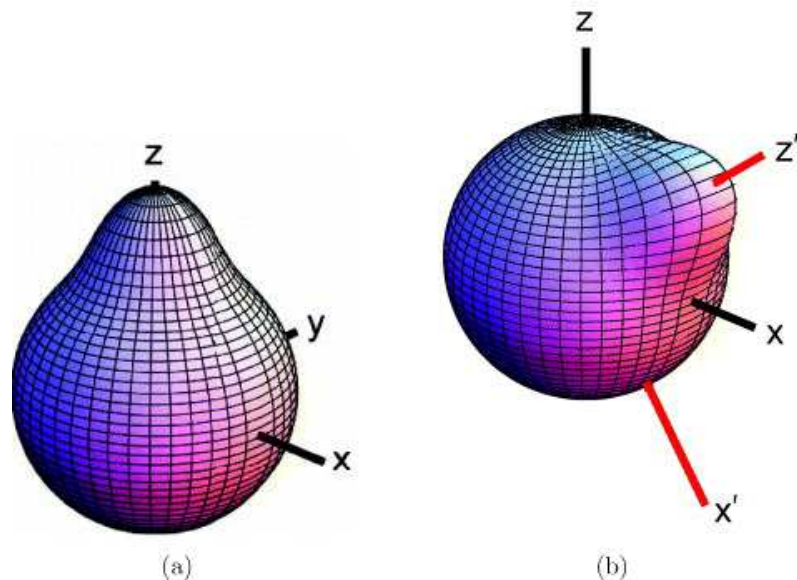
2. Periodikus gravitációs hullámok

2.1 Pulzárak

Periodikus gravitációshullám-források állandó frekvenciával sugároznak hasonlóan, mint a rádió csillagászatban a pulzárak, melyek konstans frekvenciával emittálnak rádiófrekvenciás elektromos jeleket.

Laboratóriumi viszonyok között nem lehet kimutatható erősségű gravitációs hullámokat kelteni. Az asztrofizikai folyamatokban viszont az ott előforduló hatalmas anyagsűrűségek és a tekintélyes sebességek miatt a keletkező gravitációs hullámok mérhetőek. Ebből szempontból is igen nagy jelentőségű volt a pulzárak felfedezése. Az első négy pulzárt 1967-ben találta A. Hewish és Jocelyn Bell Cambridge-ben. Ma mintegy 450 pulzárt ismerünk [14]. Egyedileg jellemző rádió jelalakjuk van, amelyek periódusideje a másodperc tötrészétől kb. négy másodpercig terjed. A pulzárak neutroncsillagok, kicsiny, 10-20 km átmérőjű égitestek, tömegük körülbelül 1,5 naptömeg, sűrűségük $10^{16} - 10^{18} \text{ kg/m}^3$. A világitótoronyéhoz hasonló csóvában kibocsátott rádiójeleik a mozgásukról, belső szerkezetük átrendeződéséről is felvilágosítást adnak [14].

Folytonos, állandó frekvenciájú gravitációshullám-jel forrására is tipikus példa lehet egy neutroncsillag, mely állandó forgást végez és nem tengely szimmetrikus [2] [5]. Tehát ha olyan deformált az alakja, vagy úgy van „összenyomva” vagy „megnyújtva”, hogy ez a deformáció nem idomul szimmetrikusan a forgás tengelyéhez, akkor gravitációs hullámokat fog kisugározni. Erre láthatunk példát a 2. ábrán.



2.ábra Ha a z tengelyt tekintjük a forgástengelynek, akkor az (a) ábra egy tengelyszimmetrikus, a (b) ábra pedig egy nem tengelyszimmetrikus deformációját mutatja egy neutroncsillagnak. Emiatt csak a (b) lehet forrása gravitációs hullámoknak az (a) nem.

2.2 Periodikus jelek jel-zaj aránya

A gravitációs hullámok detektálásakor a legnagyobb nehézséget az jelenti, hogy felfedezzük a jelet az állandóan jelen lévő zaj ellenére. Ahhoz, hogy egy jelet tényleg jelen lévőnek tekinthessünk az úgynevezett jel-zaj arányt (angolul signal-to-noise ratio, vagy SNR) kell vizsgálnunk. Ennek pontos definíciója:

$$SNR = 2 \sqrt{\int_0^{\infty} \frac{|h(f)|^2}{S(f)} df} \quad (2.1)$$

ahol $S(f)$ a detektor zajának egyoldali teljesítmény spektruma, $h(f)$ pedig a jel egyoldali teljesítményspektruma. A gravitációs hullámok első felfedezéséig egy jelet a zajtól valóban megkülönböztethetőnek tekintünk, ha az így kapott jel-zaj arányra: $SNR > 8$. Ez a konzervatív, viszonylag magas érték a gravitációs hullámok tényleges kimutatása után igény szerint csökkenthető.

Periodikus jel esetén a jel hullámformája ismert és így egy adott T ideig tartó mérés a jel-zaj arány megadható. A jel hullámformája:

$$h(t) = \begin{cases} h_{GW} \cos(2\pi \cdot f_{GW} \cdot t) & 0 \leq t \leq T \\ 0 & \text{egyébként} \end{cases} \quad (2.2)$$

ahol h_{GW} a gravitációs hullám amplitúdója, f_{GW} a frekvenciája. A periodikus gravitációs hullám f_{GW} frekvenciája kétszerese a jel forrásának, vagyis a nem forgásszimmetrikus neutroncsillag forgási frekvenciájának, hiszen a gravitációshullám-sugárzás mindig kvadrupólsugárzás [4]. Ilyen típusú jel esetén levezethető, hogy a jel-zaj arány értéke:

$$SNR = \frac{h_{GW}}{\tilde{n}} \sqrt{T} \quad (2.3)$$

ahol $\tilde{n} = \sqrt{S(f_{GW})}$ a detektorzaj egyoldali teljesítményének gyöke a jel frekvenciáján. A képletből jól látható, hogy az idő négyzetgyökével arányosan nő a jel-zaj arány. Emiatt a periodikus jelforrások vizsgálata ígéretes a gravitációs hullámok kutatásában, mert hónapokban illetve években mérhető működési idő után már elérhető kellően magas jel-zaj arány.

2.3 Periodikus jelek alakja és várható amplitúdója

Egy gravitációshullám-jel általános alakja két független transzverzális polarizációra bontható, melyeket a „+” és „×” jelek azonosítanak [4]. A két polarizációhoz tartozó hullámforma az idő függvényében $h_+(t)$ és $h_×(t)$.

A gravitációshullám-detektor segítségével rögzített jel ekkor lineáris közelítésben a következő alakú lesz:

$$h(t) = F_+(t, \vartheta, \varphi, \psi)h_+(t) + F_×(t, \vartheta, \varphi, \psi)h_×(t) \quad (2.4)$$

ahol ϑ és φ a forrás gömbi koordinátái a detektor karjaihoz rögzített vonatkoztatási rendszerben, ψ a hullám polarizációjának szöge és a két F függvény adja meg a különböző polarizációkhoz tartozó modulációt [4] [13]. Periodikus jelek esetén a sugárzott jel egyes polarizációs komponensei a következő alakúak:

$$h_+(t) = A_+ \cos \Phi(t) \quad (2.5)$$

$$h_×(t) = A_× \sin \Phi(t) \quad (2.6)$$

A képletben A_+ és $A_×$ a különböző polarizációk amplitúdói, a $\Phi(t)$ pedig a jel fázisa. Egy nem tengelyszimmetrikus pulzár által sugárzott jel esetén az amplitúdók:

$$A_+ = \frac{1}{2} h_0 (1 + \cos^2 \xi) \quad (2.7)$$

$$A_× = h_0 \cos(\xi) \quad (2.8)$$

ahol ξ a forgástengely és a látóirány által bezárt szög, illetve a h_0 értéke az alábbi:

$$h_0 = \frac{4\pi^2 G}{c^4} \frac{I_{zz} \cdot \varepsilon \cdot f_{GW}^2}{r} \quad (2.9)$$

Az r a forrás és a detektor távolsága, f_{GW} a gravitációs hullám frekvenciája, ami megegyezik a forrás forgási frekvenciájának kétszeresével. Az I_{zz} a forrás forgástengelyre vonatkozó tehetetlenségi nyomatéka, ε az egyenlítői ellipticitás, ami a forrás alakjának tengelyszimmetrikustól való eltérését jellemzi. Ez a három tengelyre vonatkozó tehetetlenségi nyomatékok alapján így lenne számolható [4] [12] [13]:

$$\varepsilon = \frac{|I_{xx} - I_{yy}|}{I_{zz}} \quad (2.10)$$

Számunkra az ε értéke sokszor ismeretlen, de különböző modellek alapján becsülhető. Becsült értéke körülbelül 10^{-4} - 10^{-6} [3]. Neutroncsillag általunk eddig mért legnagyobb forgási frekvenciája 716 Hz, ezért az gravitációs hullámok frekvenciájának f_{GW} értéke várhatóan kisebb mint 2 kHz. Miután a h_0 értéke a forrás távolságával fordítottan arányosan csökken, ezért várhatóan, csak a galaxison belüli források jeleit figyelhetjük meg, ahol az r értéke kisebb mint 10 kpc. Ezért h_0 nagyságrendje a következő:

$$h_0 \approx 10^{-27} \cdot \left(\frac{I_{zz}}{10^{38} \text{ kg} \cdot \text{m}^2} \right) \left(\frac{10 \text{ kpc}}{r} \right) \left(\frac{f_{GW}}{100 \text{ Hz}} \right)^2 \left(\frac{\varepsilon}{10^{-6}} \right) \quad (2.11)$$

Közeli, nagy frekvenciájú neutroncsillagok esetén, például 50 pc távolságban lévő 700 Hz forgási frekvenciájú forrás esetén, ha az ε értéke 10^{-4} , akkor akár 10^{-21} nagyságrendig is fel nőhet ez az érték.

A gravitációs hullámok amplitúdójára felső korlátot adhatunk a forgó neutroncsillagokra jellemző úgy nevezett spin-down jelenség alapján [4]. Egy forgó neutroncsillag esetén rádiócsillagászati megfigyelésekben észrevehető a forgás lassulása, mellyel együtt a gravitációs hullám f_{GW} frekvenciája is az idő függvényében változik. A forrás f forgási frekvenciájának változását első rendben a következőképpen írhatjuk le:

$$f(t) = f_0 + \dot{f}(t - t_0) \quad (2.12)$$

ahol t azt az időpontot jelöli, amikor a hullámfront megérkezik a Naprendszer tömegközéppontjába (Solar System Barycenter – SSB), f_0 a frekvencia egy adott t_0 referencia időpontban, \dot{f} a frekvencia első deriváltja az idő függvényében.

A spin-down jelenség fő oka feltételezhetően az elektromágneses hullámok kisugárzása miatt bekövetkező energiaveszteség, de valójában nem tudjuk, hogy mekkora az elektromágneses hullámok, és mekkora a gravitációs hullámok kisugárzása okozta energiaveszteség aránya. A forgás lassulásának üteméből a teljes energiaveszteségre tudunk következtetni, viszont ha feltételezzük, hogy ez a folyamat teljes egészében a gravitációs hullámok sugárzásának köszönhető, akkor egy felső korlátot adhatunk a gravitációs hullámok amplitúdójára. A teljes energiaveszteséghez tartozó gravitációs hullám amplitúdója [4]:

$$h_{sd} = 8 \cdot 10^{-25} \cdot \sqrt{\left(\frac{|\dot{f}|}{10^{-10} \text{ Hz/s}} \right) \left(\frac{100 \text{ Hz}}{f} \right)^2 \left(\frac{1 \text{ kpc}}{r} \right)} \quad (2.13)$$

Ezt az angol szaknyelvben spin-down limitnek nevezik, és minden ismert pulzár esetén az értéke megadható. A valós jel ennek várhatóan csak a töredéke lesz, mégis becslésnek jó, ez alapján tudjuk, hogy egy adott forrás esetén ennél az értéknél kisebb amplitúdójú jelet kell keresnünk.

3. Periodikus jelek keresése

3.1 Célzott keresés

Gravitációs hullámok célzott keresése esetén a forrás valamely paramétere vagy paraméterei ismertek számunkra. Ilyenek lehetnek a forrás éggömbön elfoglalt helyzete, távolsága és frekvenciája. Ezeket a paramétereket a fotometriai és asztrometriai mérésekből ismerhetjük.

Periodikus jelforrások esetén a célzott keresés célpontjai lehetnek az ismert pulzárak. Ma már számos pulzárt, sőt pulzár kettős rendszer helyzetét és frekvenciáját ismerjük, hiszen felfedezésük óta a pulzárak a csillagászok érdeklődésének élvonalába tartoznak. Ennek oka, hogy a pulzárak segítenek az univerzum feltérképezésében, a csillagközi anyagok megismerésében, sőt bizonyos nagy frekvenciás pulzárak egy atomóra pontosságát is felülműlják. A sokféle pulzár között akadnak nem tengely szimmetrikus pulzárak, melyek periodikus gravitációshullám-források. Gravitációs hullámok kutatásának célpontja például a Vela, valamint a rák ködben található Crab pulzár is, melyek helyzete és frekvenciája korábbi kutatásokból jól ismert [6] [10].

Ismert forrású és frekvenciájú periodikus gravitációs hullámok detektálásakor is azonban figyelembe kell vennünk, hogy a detektor és a forrás relatív helyzete és sebessége folyamatosan változik. A Föld tengely körüli forgása és a Nap körüli keringése miatt a detektor bizonyos időszakokban közeledik, máskor távolodik a hullám forrásától, és az ebből fakadó Doppler-eltolódás hatással van a gravitációs hullámok mért frekvenciájára. A gravitációs hullámok lehetséges frekvenciáját tekintve a Föld Nap körüli keringésének hatása első körben elhanyagolható, viszont a Föld tengely körüli forgása valóban megfigyelhető hatással van a jel frekvenciájára, és ez a hatás pontosan leírható. A frekvencia megváltozása a következőképpen írható fel:

$$f_{GW}(t) = \hat{f}_{GW}(t) \left(1 + \frac{\vec{v}(t) \cdot \vec{n}}{c} \right) \quad (3.1)$$

Itt $\hat{f}_{GW}(t)$ egy adott t időpontban a gravitációs hullám frekvenciája a forráshoz rögzített koordinátarendszerben, f_{GW} pedig a hullám frekvenciája a detektorhoz rögzített koordinátarendszerben. Az \vec{n} a gravitációs hullám forrásába mutató egységvektor, és $\vec{v}(t)$ jelöli a detektor sebességét az SSB-hez képest, vagyis $\vec{v}(t)$ két komponens, a forgás illetve a keringés által meghatározott komponens összegeként adható meg [4] [13].

A Föld forgásának nem csak a detektált gravitációs jelek frekvenciájára, hanem az amplitúdójára is hatással van, ugyanis a detektorok érzékenysége nem egyforma a tér minden irányában. A detektor mozgása közben a gravitációshullám-forrás helyzete a detektorhoz képest és ezzel együtt a detektor adott irányba vett érzékenysége is változik.

Egy adott forrásból érkező, a detektor által rögzített jel alakja a (2.4) egyenlet

alapján írható fel. A képletben szereplő két F függvény adja meg a különböző polarizációkhoz tartozó modulációt. A képletben megadott F függvények periodikusak és a periódusidejük egy csillagászati nap, felírhatóak a következőképpen [10]:

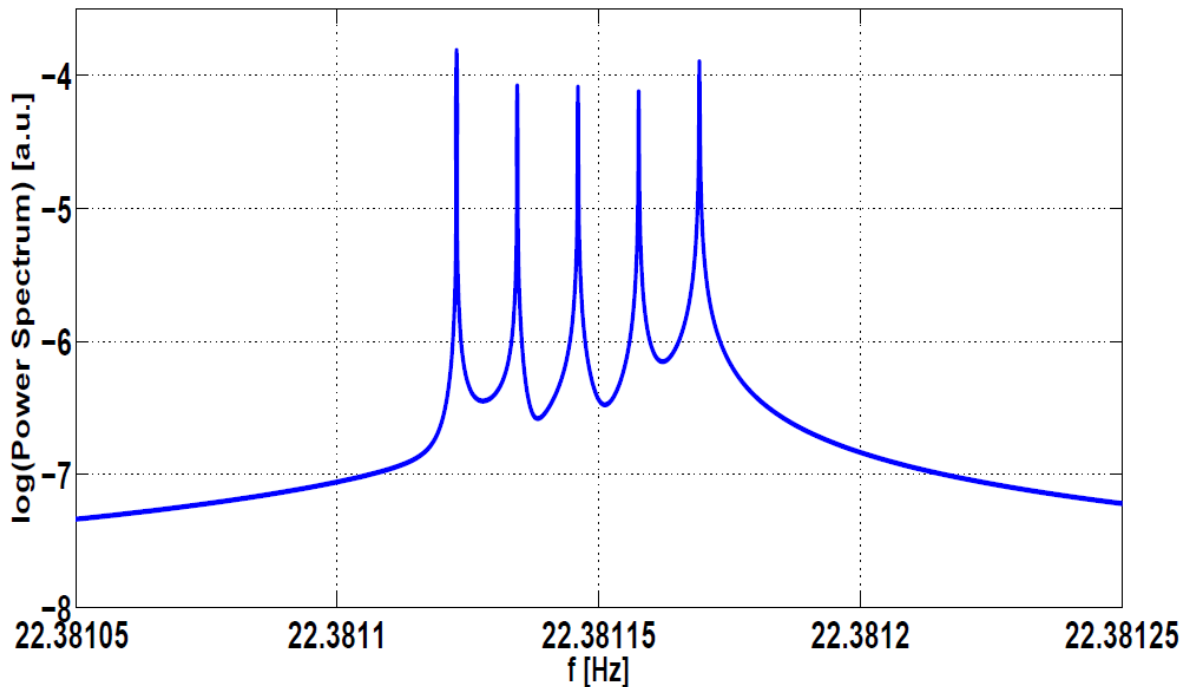
$$F_+(t, \vartheta, \varphi, \psi) = a(t, \vartheta, \varphi) \cos 2\psi + b(t, \vartheta, \varphi) \sin 2\psi \quad (3.2)$$

$$F_\times(t, \vartheta, \varphi, \psi) = b(t, \vartheta, \varphi) \cos 2\psi - a(t, \vartheta, \varphi) \sin 2\psi \quad (3.3)$$

A két függvény $a(t)$ és $b(t)$ függ a forrás helyzetétől, a detektor pozíciójától, és az időfüggésük szinuszos és koszinuszos, $f_\oplus t$ és $2 \cdot f_\oplus t$ argumentummal, ahol f_\oplus a Föld tengely körüli forgásának frekvenciája. A detektor f_\oplus frekvenciájú mozgásának eredményeként egy f_{GW} frekvenciájú monokromatikus jel felhasad öt különböző frekvenciájú jelre, melyeket „oldalsávok”-nak nevezünk [10]:

$$f_{GW}, f_{GW} \pm f_\oplus, f_{GW} \pm 2f_\oplus \quad (3.4)$$

Az egyes csúcsok amplitúdója a detektor és a forrás paramétereitől függ, viszont a szomszédos csúcsok távolsága minden esetben f_\oplus . Ez segítségünkre lehet a gravitációs hullámok kutatásában, hiszen öt egymástól jól meghatározott távolságra elhelyezkedő csúcsot kell keresnünk a frekvencia spektrumban. A 3. ábrán a Vela pulzár egy feltételezett monokromatikus, tisztán „+” lineáris polarizációjú, jelének frekvencia spektrumát figyelhetjük meg, ahogy a Virgo detektor számára látható lenne [10].



3.ábra A Vela pulzár periodikus jelének megjelenése a frekvencia térben. A Föld forgása okozta frekvencia moduláció hatására öt csúcsot figyelhetünk meg a spektrumban, melyek között a távolság pontosan a Föld forgási frekvenciája. [10].

3.2 Vak keresés

Gravitációs hullámok vak keresése esetén nem ismerjük a forrás paramétereit. Ha nem lenne a Föld forgásából származó Doppler-effektusnak hatása a gravitációshullámjelre, akkor periódusos jelek keresése forrás paramétereinek hiányában sem okozna nehézséget, hiszen a detektált jelek Fourier Transzformációja után a frekvencia térben felbukkanó csúcsokat kellene keresnünk.

Azonban, ahogy az előző fejezetben láthattuk a Föld mozgása modulálja a különböző irányokból, különböző frekvenciával érkező jeleket. Tovább bonyolíthatja az érkező gravitációs hullám alakját az is, ha a forrás egy neutroncsillag kettős egyik tagja, hiszen a kettős rendszer tagjainak egymás körüli keringése is modulálhatja a jelet [5].

A „brute force” eljárás minden hullámforma sablont, ami egy-egy lehetséges gravitációshullám-forrás jelének felel meg, igyekszik a detektált adatsorra illeszteni. Az eredményül kapott statisztika az úgynevezett F-statisztika. De még egyedülálló, nem kettős rendszerben mozgó, neutroncsillagokra is az általuk kibocsájtott gravitációs hullámot meghatározó paraméterek tere négy dimenziós. Két paraméter határozza meg a forrás éggömbön elfoglalt helyzetét (α, δ), két másik paraméter pedig a forrás aktuális frekvenciája és frekvenciájának megváltozása (f, \dot{f}). Ezért a sablonokkal történő illesztés számítógépes igénye meghaladja egy hagyományos kutatás kereteit. Így jött létre az Einstein@Home projekt, ami egy önkéntes megosztott számítógépes projekt, melynek keretein belül a szükséges számítások körülbelül 10^5 számítógép között oszlanak meg, mely gépek ~200 ország mintegy $\sim 5 \times 10^4$ önkénteséhez tartoznak [5] [8] [12].

Periodikus jelek vak keresése során használnak más módszereket is, ezek egyike az úgynevezett Hough transzformáció [3] [13]. Ennek során több adatsorból indulunk ki melyek mindegyike egy adott T ideig tartó mérésnek felel meg. Minden adatsoron rövid idejű Fourier transzformációt végzünk, majd ezután a Fourier spektrumot normáljuk a következőképpen:

$$\rho_k = \frac{2|\tilde{x}_k|^2}{T \cdot S_n(f_k)} \quad (3.6)$$

ahol $|\tilde{x}_k|$ a diszkrét Fourier transzformáció után a k -adik frekvencia binhez tartozó érték, itt a k index az $f_k = k/T$ frekvenciának felel meg, $S_n(f_k)$ pedig a zaj egyoldalú energiaspektrum sűrűsége [3] [13]. Majd minden egyes Fourier transzformáció után kapott normált frekvencia spektrumot digitalizálunk, vagyis a spektrumnak egy egyesekből és nullákból álló sorozatot feleltetünk meg. Egy frekvencia binhez egyest rendelünk, ha a hozzá tartozó ρ_k normált spektrum érték egy bizonyos ρ_{th} határnál nagyobb, és nullát, ha nem. Minden kiválasztott (egyest rendeltünk hozzá) frekvencia binhez megkeressük a hozzátartozó pontot a lehetséges gravitációshullám-források paraméter terében, és összegyűjtjük, hogy az egyes paramétertérbeli pontokhoz hány kiválasztott bint rögzítettünk a mérés során.

A Hough transzformáció eredményeként tehát egy hisztogramot kapunk, ami kijelöli számunkra a lehetséges periodikus források paramétereit. Előnye, hogy a paramétertér nagy része vizsgálható ez által egyszerre. Emellett a beérkező jelek amplitúdójának, mint információnak a figyelmen kívül hagyása miatt ez a módszer várhatóan számítástechnikailag egy hatékony módszer lehet, valamint ellenálló az időszakos spektrális zavarokkal szemben [3].

3.3 A keresést nehezítő egyéb hatások

A célzott és vak keresést is nehezítő hatás például a pulzár glitch-ek jelenléte [16]. Ahogy már láttuk a pulzárok forgási frekvenciája folyamatosan csökken, de néha előfordul, hogy mégis hirtelen növekedést mutat, amit egy napokban, de akár években mérhető helyreállási időszak követ. Ezt a jelenség az úgynevezett "glitch", melynek feltételezett oka az impulzusmomentum átadása a pulzár frekvenciájával forgó szilárd kéreg és a csillag laza belső része között, ami ennél sokkal gyorsabban forog [15]. Ha célzott keresésénél van egy pulzárjelem és látok a megfigyelés során glitchet, akkor ez korrigálható, azonban vak keresésnél egy ilyen frekvencia megugrás nagy gondot okoz.

Hasonlóan nehezíti a keresést az úgynevezett "timing zaj" is. Ez a pulzárfrekvencia fluktuációjából eredő zaj minden pulzár esetén megfigyelhető. Eredete még nem tisztázott, sem az, hogy van-e kapcsolata a pulzár glitch-el, de szerencsére ez a hatás elég kicsi, ezért megfelelően választott spektrumfelbontással kezelhető [17].

4. Hivatkozások

[1] J H Taylor, L A Fowler, J M Weisberg 1979, Nature 277, 437. "Measurements of General Relativistic Effects in the Binary Pulsar PSR1913+16"

[2] S A Hughes, S Marka, P L Bender, C J Hogan 2001 eConf C010630 P402 „New physics and astronomy with the new gravitational-wave observatories”

[3] B Abbott et al. (The LIGO Scientific Collaboration) 2005 Phys. Rev. **D72** 102004 „First all-sky upper limits from LIGO on the strength of periodic gravitational waves using the Hough transform”

[4] B Abbott et al 2008 Phys. Rev. **D77** 022001 „All-sky search for periodic gravitational waves in LIGO S4 data”

- [5] B Abbott et al 2009 Phys. Rev. **D79** 022001 „The Einstein@Home search for periodic gravitational waves in LIGO S4 data”
- [6] B Abbott et al. (The LIGO Scientific Collaboration) 2008 Astrophys. J. **683** L45–L50 „Beating the spin-down limit on gravitational wave emission from the Crab pulsar”
- [7] B Abbott et al 2009 Phys. Rev. Lett. **102** 111102 „All-sky LIGO Search for Periodic Gravitational Waves in the Early S5 Data ”
- [8] B Abbott et al 2009 Phys. Rev. **D80** 042003 „Einstein@Home search for periodic gravitational waves in early S5 LIGO data”
- [9] B Abbott et al. (The LIGO Scientific Collaboration and The Virgo Collaboration) 2010 Astrophys.J. **713** 671–685 „Searches for gravitational waves from known pulsars with S5 LIGO data”
- [10] J Abadie et al. (LIGO Scientific Collaboration, Virgo Collaboration) 2011 Astrophys.J. **737** 93 „Beating the spin-down limit on gravitational wave emission from the Vela pulsar”
- [11] J Abadie et al 2012 Phys. Rev. **D85** 022001 „All-sky search for periodic gravitational waves in the full S5 LIGO data”
- [12] J Aasi et al 2013 Phys. Rev. **D87** 042001 „Einstein@Home all-sky search for periodic gravitational waves in LIGO S5 data”
- [13] J Aasi et al . (The LIGO Scientific Collaboration and The Virgo Collaboration) 2014 Class. Quantum Grav. **31** 085014 „Application of a Hough search for continuous gravitational waves on data from the 5th LIGO science run”
- [14] http://www.termesztvilaga.hu/fizika_eve/fizika/perjes.html
- [15] B Link, R I Epstein, K.A. Van Riper 1992 Nature **359**, 616 - 618 „Pulsar glitches as probes of neutron star interiors”
- [16] Abbott et al 2007, Phys. Rev. **D76**, 042001 „Beating the spin-down limit on gravitational wave emission from the Vela pulsar”
- [17] D Tsang, K N Gourgouliatos arXiv:1302.4448 „Timing Noise in Pulsars and Magnetars and the Magnetospheric Moment of Inertia”