

Astrofizyka cząstek

prof. dr hab. A.F.Żarnecki

Zakład Cząstek i Oddziaływań Fundamentalnych IFD

Wykład XIV

- Fale grawitacyjne
- Detekcja fal grawitacyjnych
- Przyszłe eksperymenty

Grawitacja

Newton

Prawo grawitacji Newtona było proste, eleganckie i uniwersalne. Ale:

- zakładało istnienie absolutnego układu odniesienia
- zakładało uniwersalność czasu
- zakładało, że oddziaływania rozchodzą się z nieskończoną prędkością
⇒ zmiana źródła powoduje natychmiastową zmianę pola w całej przestrzeni
- wyłącznie opisywało oddziaływanie, nie wnikało w jego naturę...

Einstein

Grawitacja jest wynikiem/przejawem zakrzywienia czasoprzestrzeni.

- każda masa powoduje deformację czasoprzestrzeni
- poruszające się swobodnie obiekty poruszają się po trajektoriach wyznaczonych przez geometrię przestrzeni

- STW**
- nie istnieje wyróżniony układ odniesienia
 - żadne działanie nie może się rozchodzić szybciej niż z prędkością światła

Fale grawitacyjne

Prawo grawitacji Newtona

Potencjał grawitacyjny w punkcie \vec{x} od niestacjonarnego rozkładu $\rho(t, \vec{y})$ masy:

$$\phi_N(t, \vec{x}) = -G \int d^3y \frac{\rho(t, \vec{y})}{r} \quad \text{gdzie: } r \equiv |\vec{y} - \vec{x}|$$

Ruch masy (zależność ρ od czasu) powoduje natychmiastową “adaptację” potencjału, działanie na odległość \Rightarrow nie ma problemu “rozchodzenia się” oddziaływania

Ale jeśli przyjąć, zgodnie z założeniami STW, że oddziaływanie rozchodzi się z prędkością światła, możemy zapisać:

$$\phi_R(t, \vec{x}) = -G \int d^3y \frac{\rho(t - \frac{r}{c}, \vec{y})}{r} \quad \text{gdzie: } r \equiv |\vec{y} - \vec{x}|$$

Okazuje się, że prowadzi to do równania falowego:

$$\nabla^2 \phi_R - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi_R}{\partial t^2} = 4\pi G \rho$$

Tak więc fale grawitacyjne pojawiają się już w ujęciu Newtona...

Fale grawitacyjne

Prawo grawitacji Newtona

Zakładając, że źródło znajduje się w początku układu współrzędnych i jest ograniczone do $|\vec{y}| \leq R$, oraz, że obserwator znajduje się bardzo daleko ($|\vec{x}| \gg R$) możemy rozwinąć wyrażenie na potencjał w szereg:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{|\vec{x}|} + \frac{2\vec{y} \cdot \vec{n}}{|\vec{x}|^2} + \dots \quad \frac{r}{c} = \frac{|\vec{x}|}{c} - \frac{\vec{y} \cdot \vec{n}}{c} + \dots \quad \text{gdzie: } \vec{n} = \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|}$$
$$\Rightarrow \phi_R(t, \vec{x}) \approx -\frac{GM}{|\vec{x}|} + \frac{G\vec{P} \cdot \vec{n}}{c|\vec{x}|} - \frac{G}{2c^2} \frac{\sum_{ij} \ddot{I}_{ij} n_i n_j}{|\vec{x}|}$$

gdzie \ddot{I}_{ij} oznacza drugą pochodną po czasie tensora

$$I_{ij} = \int d^3y \rho(t, \vec{y}) y_i y_j$$

Kolejne człony rozwiniętego potencjału odpowiadają: **potencjałowi statycznemu**, **poprawce związanej z ruchem**, **fali** wynikającej z **kwardupolowych deformacji źródła**

Fale grawitacyjne

Prawo grawitacji Newtona

Wyprowadzenie dla (Newtonowskiej) fali grawitacyjnej przebiega analogicznie jak dla klasycznego **promieniowania ładunku**. Jednakże prąd elektryczny nie jest zachowany, dlatego w fali elektromagnetycznej dominuje wkład **dipolowy**. Dla masy mamy zasadę zachowania pędu \Rightarrow najniższy wkład falowy jest kwadrupolowy

Wkład falowy do potencjału wygodnie opisać przez bezwymiarowy parametr:

$$h = \frac{\Delta\phi_R}{c^2} = -\frac{G}{2c^4} \frac{\ddot{I}_{ij}n_in_j}{|\vec{x}|}$$

Straty energii:

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = -\frac{1}{30} \frac{G}{c^5} \left\langle \dot{I}_{ij}\dot{I}_{ij} + \frac{1}{2}\dot{I}_{jj}\dot{I}_{kk} \right\rangle$$

Są jednak bardzo małe, ze względu na czynnik $\frac{G}{c^5} \approx 10^{-52} \text{ W}^{-1}$

Jakościowo wyniki te są podobne do przewidywań Ogólnej Teorii Względności...

Fale grawitacyjne

Ogólna Teoria Względności

Równanie Einsteina:

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}$$

$G_{\mu\nu}$ - tensor Einsteina, $R_{\mu\nu}$ i R - tensor i skalar Ricciego, $T_{\mu\nu}$ - tensor energii-pędu

W przybliżeniu słabych pól grawitacyjnych - sałabej deformacji czasoprzestrzeni możemy rozwinąć tensor metryczny:

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \quad \text{gdzie } |h_{\mu\nu}| \ll 1$$

Prowadzi to do równania falowego (w cechowaniu Lorenza):

$$\square^2 \bar{h}_{\mu\nu} = -16\pi T_{\mu\nu}$$

$$\text{gdzie: } \bar{h}_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu} \eta^{ab} h_{ab}$$

Fale grawitacyjne

Ogólna Teoria Względności

W pustej przestrzeni ($T_{\mu\nu} \equiv 0$) otrzymujemy ogólne rozwiązanie w postaci fali płaskiej:

$$\bar{h}_{\mu\nu} = \Re [A_{\mu\nu} \exp(ik_a x^a)] \quad k_a k^a \equiv 0$$

⇒ fale grawitacyjne rozchodzą się z prędkością światła.

Dodatkowo możemy wykorzystać dowolność cechowania aby narzucić warunki:

$$\begin{aligned} A_{ab} k^b &= 0 && \text{poprzeczna (Transverse)} \\ \eta^{ab} A_{ab} &= 0 && \text{bezśladowa (Traceless)} \end{aligned}$$

Wynika z tego, że tensor $A_{\mu\nu}$ ma tylko dwie niezależne składowe:

$$h_{\mu\nu}^{TT} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_+ & h_\times & 0 \\ 0 & h_\times & -h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{dla fali w kierunku osi } Z$$

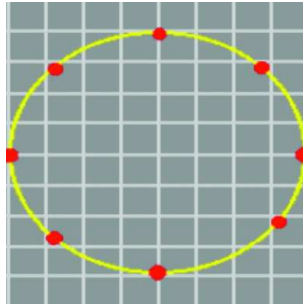
⇒ dwie możliwe polaryzacje fali grawitacyjnej h_+ i h_\times mogą być zespolone !

Fale grawitacyjne

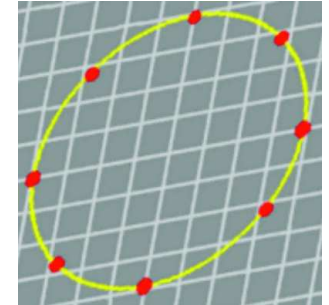
Polaryzacja

Fala grawitacyjna ma dwie niezależne polaryzacje:

h_+ : “ściskanie”

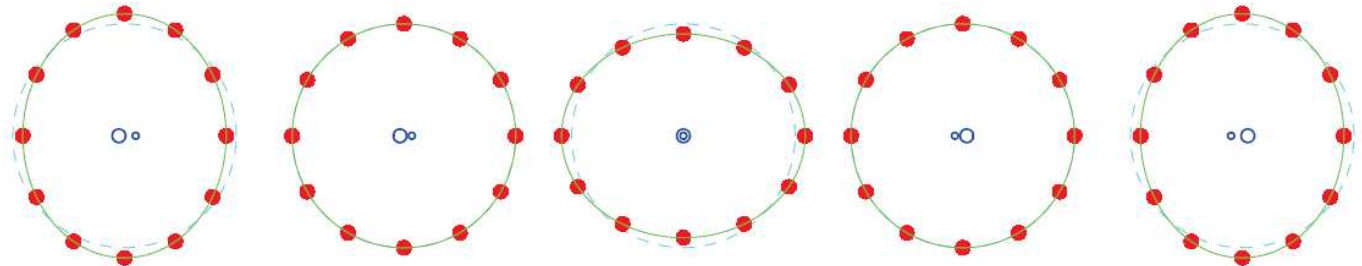


h_{\times} : “skręcanie”

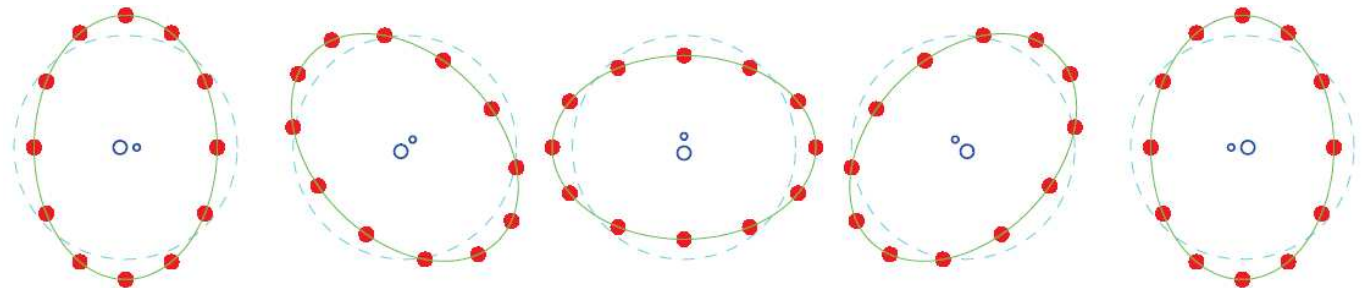


Obie składowe potrzebne do opisu np. promieniowania układu podwójnego

W płaszczyźnie orbity



Prostopadle



Fale grawitacyjne

Porównanie

W podejściu klasycznym (Newton+STW) fale grawitacyjne:

- pole skalarne
- fala podłużna

W Ogólnej Teorii Względności:

- pole tensorowe
- fala poprzeczna

W obu przypadkach:

- rozchodzą się z prędkością światła
- wynikają ze zmian momentu kwadrupolowego rozkładu materii
- emisja energii tłumiona przez czynnik $\frac{G}{c^5}$

Fale grawitacyjne

Troche historii

W roku 1916 Einstein pokazał, że w przybliżeniu liniowym Ogólna Teoria Względności prowadzi do istnienia fal grawitacyjnych.

W roku 1936, razem z Nathanem Rosenem, uzyskał wynik przeciwny, przeczący istnieniu fal grawitacyjnych.

Ich przewidywanie miało być wyłącznie wynikiem przybliżenia liniowego, zaś w (pełnej) teorii nieliniowej ich nie było.

Ku zaskoczeniu Einsteina jego praca została odrzucona przez Physical Review. Okazało się później, że zawierała błąd związany z wyborem układu odniesienia...

Dysputa ciągnęła się przez kolejne 20 lat. Problemem nie jest samo istnienie fal grawitacyjnych, ale to czy niosą energię i czy są w związku z tym mierzalne...

Fale grawitacyjne

Własności

Fala grawitacyjna zachowuje się podobnie jak fale elektromagnetyczne

- porusza się z tą samą prędkością
- podlega odchyleniom na skutek zakrzywienia czasoprzestrzeni
- podlega przesunięciu ku czerwieni (np. rozszerzanie się Wszechświata)
- niosą energię, pęd i moment pędu (!)

Jednak fala grawitacyjna w bardzo niewielkim stopniu podlega absorbcji w materii

⇒ dlatego jej wykrycie jest tak trudne

⇒ detektory rezonansowe

Przechodząca fala grawitacyjna deformuje czasoprzestrzeń ⇒ nie powoduje jednak przesunięć spoczywających obiektów, nie wprawia ich w ruch

⇒ deformacja przestrzeni skutkuje jedynie zmianą odległości między obiektami

⇒ pomiary interferometryczne

Fale grawitacyjne

Własności

Rozważmy falę o polaryzacji h_+ rozchodzącą się w kierunku osi Z (jak poprzednio)

Niech impuls światła będzie wymieniany między punktami A i B takimi, że

$$\Delta x = l \quad \Delta y = \Delta z = 0$$

Interwał czasoprzestrzenny pomiędzy wysłaniem i odebraniem impulsu:

$$s = c^2(\Delta t)^2 - (1 - h_+)(\Delta x)^2 - (1 + h_+)(\Delta y)^2 - (\Delta z)^2$$

Ale interwał ten z definicji jest równy zero, więc czas propagacji impulsu

$$\Delta t = \sqrt{1 - h_+} \frac{l}{c} \approx \left(1 - \frac{1}{2}h_+\right) \Delta t_0$$

Fala grawitacyjna moduluje czas propagacji impulsu świetlnego.

W prostopadłym ramieniu interferometru znak modulacji jest przeciwny!

Mierzonym efektem fali grawitacyjnej jest modulacja prędkości światła...

Fale grawitacyjne

Moc promieniowania

Rozwiązanie na natężenie fali w dużej odległości od źródła w OTW:

$$h_{\mu\nu}^{TT} = \frac{2G}{c^4} \frac{\ddot{I}_{\mu\nu}}{r} \quad \mathcal{I}_{\mu\nu} = I_{\mu\nu} - \frac{1}{3} \delta_{\mu\nu} I_{aa}$$

Straty energii:

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = -\frac{1}{5} \frac{G}{c^5} \langle \dot{I}_{ij} \dot{I}_{ij} \rangle$$

Jeśli przyjmiemy, że mamy źródło o masie M , rozmiarze R , asymetrii a , które obraca się z okresem T , trzecia pochodna po czasie momentu kwadrupolowego:

$$\dot{I} \approx \frac{aMR^2}{T^3}$$

Jeśli wyrazić masę obiektu przez jego promień Schwarzschilda $R_S = \frac{2GM}{c^2}$

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle \approx -\frac{a^2}{4} \frac{c^5}{G} \left(\frac{R_S}{R} \right)^2 \left(\frac{v}{c} \right)^6 \quad \text{gdzie } v = \frac{R}{T}$$

Bardzo duża emisja ($\frac{c^5}{G} = 3.6 \cdot 10^{52}$ J/s) dla zwartych i relatywistycznych obiektów !

Fale grawitacyjne

Moc promieniowania

Obiekt	Odległość	Moc całkowita [W]	Amplituda h
500 tonowy wirujący walec o długości 20 m, 5 obr./s	1 m	10^{-29}	$2 \cdot 10^{-34}$
Wybuch bomby wodorowej 1Mt, asymetria 10%	10 km	10^{-11}	$2 \cdot 10^{-39}$
Układ Ziemia - Słońce	1 pc	10	$5 \cdot 10^{-28}$
Ciasny układ podwójny gwiazd o masie Słońca, $T \sim 1000$ s	1 kpc	10^{25}	$5 \cdot 10^{-23}$
Wybuch supernowej o masie $10M_{\odot}$, asymetria 3%	10 Mpc	10^{44}	10^{-21}
Zderzenie dwóch czarnych dziur o masie $10M_{\odot}$	10 Mpc	10^{50}	10^{-20}

Fale grawitacyjne

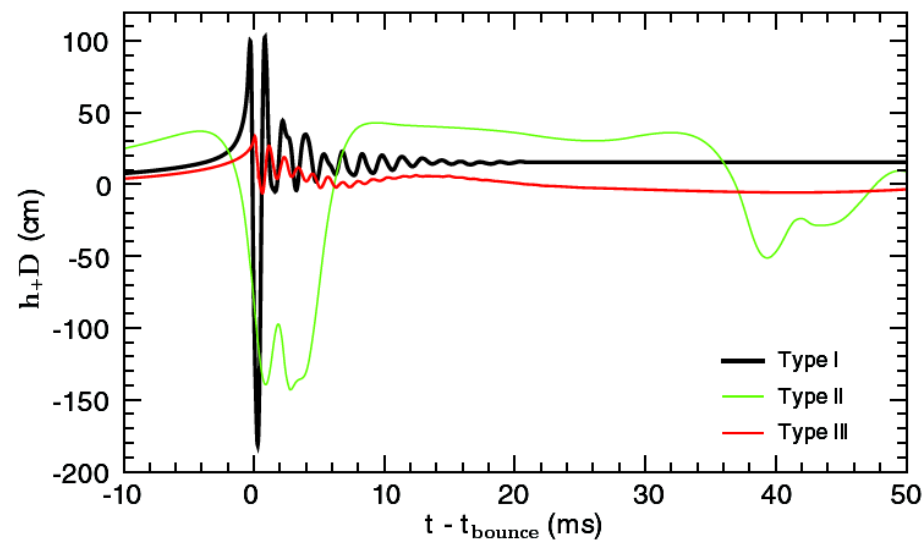
Rozważane źródła

W poszukiwaniu fal grawitacyjnych rozważa się różnego rodzaju źródła

- Zapadnięcia grawitacyjne masywnych gwiazd \Rightarrow wybuchy (także związane z GRB)

Najsilniejsze. Krótki impuls o bardzo zróżnicowanym profilu...

[Dimmelmeier et al (2002)]



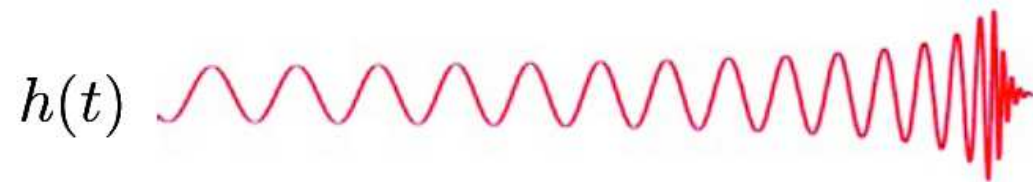
Fale grawitacyjne

Rozważane źródła

W poszukiwaniu fal grawitacyjnych rozważa się różnego rodzaju źródła

- Zapadnięcia grawitacyjne masywnych gwiazd \Rightarrow wybuchy (także związane z GRB)
- Zderzenia/złanie się masywnych obiektów

Wciąż silne. Dłuższy impuls, który można modelować...



Fale grawitacyjne

Rozważane źródła

W poszukiwaniu fal grawitacyjnych rozważa się różnego rodzaju źródła

- Zapadnięcia grawitacyjne masywnych gwiazd \Rightarrow wybuchy (także związane z GRB)
- Zderzenia/złanie się masywnych obiektów
- Ciągłą emisję wirujących układów

Słabe, ale periodyczne. Możemy analizować długie okresy danych.

Może być widoczny efekt Dopplera związany z ruchem Ziemi...



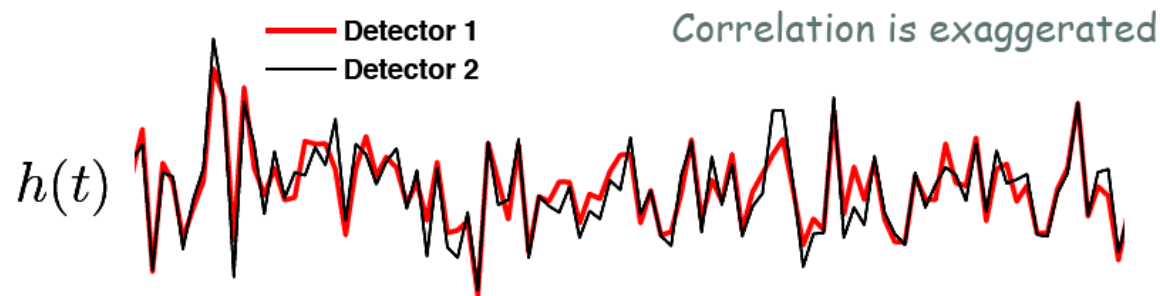
Fale grawitacyjne

Rozważane źródła

W poszukiwaniu fal grawitacyjnych rozważa się różnego rodzaju źródła

- Zapadnięcia grawitacyjne masywnych gwiazd \Rightarrow wybuchy (także związane z GRB)
- Zderzenia/złanie się masywnych obiektów
- Ciągłą emisję wirujących układów
- Grawitacyjne promieniowanie tła wyemitowane na wczesnych etapach ewolucji Wszechświata

Bardzo słabe, ale może stać się widoczne przez korelację różnych detektorów.



Fale grawitacyjne

Motywacja badań

Testy OTW

- potwierdzenie przewidywań dotyczących ich propagacji i polaryzacji
- testy opisu grawitacji w silnie związanych układach podwójnych
- czarne dziury, nieliniowa grawitacja itp.

Kosmologia

- ewolucja Wszechświata
- ciemna energia - jej natura i równanie stanu
- początki Wszechświata - związek z teorią kwantów

Astrofizyka

- wgląd w przebieg gwałtownych procesów
- badanie zwartych obiektów (np. gwiazd neutronowych)
- badanie promieniowania tła
- poszukiwanie nowych źródeł

Fale grawitacyjne

Pośrednia obserwacja

W 1974 Joseph Taylor i Russell Hulse wykryli pulsara 1913+16.

Zaobserwowali regularne zmiany w okresie pulsacji (59 ms), które zinterpretowali jako wpływ efektu Dopplera

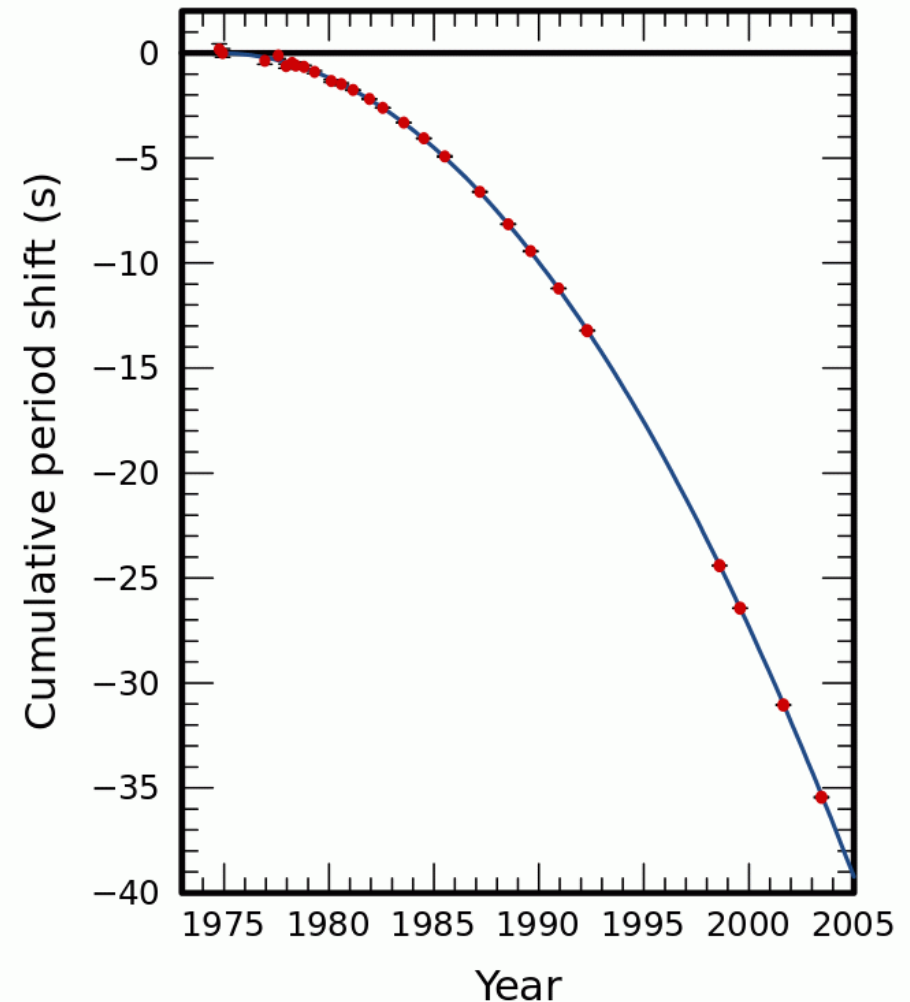
⇒ pulsar krąży w układzie podwójnym z drugą gwiazdą neutronową (okres 7.75 h)

Dokładne obserwacje w dłuższym okresie czasu wykazały, że okres obiegu w układzie podwójnym ulega zmniejszeniu

⇒ układ rotuje coraz szybciej

⇒ efekt strat energii na promieniowanie

Bardzo dobra zgodność z przewidywaniami



Detekcja fal grawitacyjnych

Detektory rezonansowe

Pierwsze próby pomiaru fal grawitacyjnych podjęte zostały w latach 1960' przez Josepha Webera.

Duży walec aluminiowy, izolowany sejsmicznie, w próżni. Powierzchniowe detektory piezoelektryczne do pomiaru drgań.

Oczekiwana czułość: $h \sim 10^{-16}$

Fala grawitacyjna, pochłaniana przez walec (!), powinna wprawić go w **rezonans**.

Dwa detektory w odległości 1000 km

“Pierwsza” obserwacja (fałszywa) w 1969...

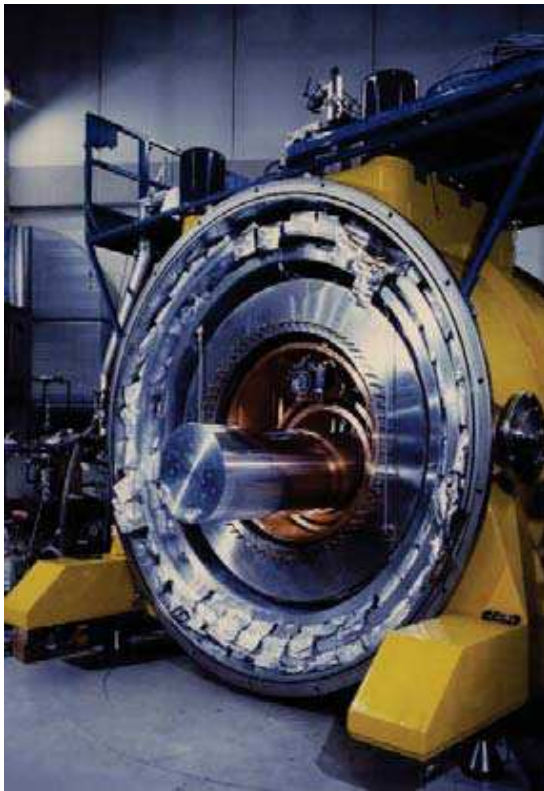


Detekcja fal grawitacyjnych

Detektory rezonansowe

AUGIRA

Legnaro, INFN (Włochy)



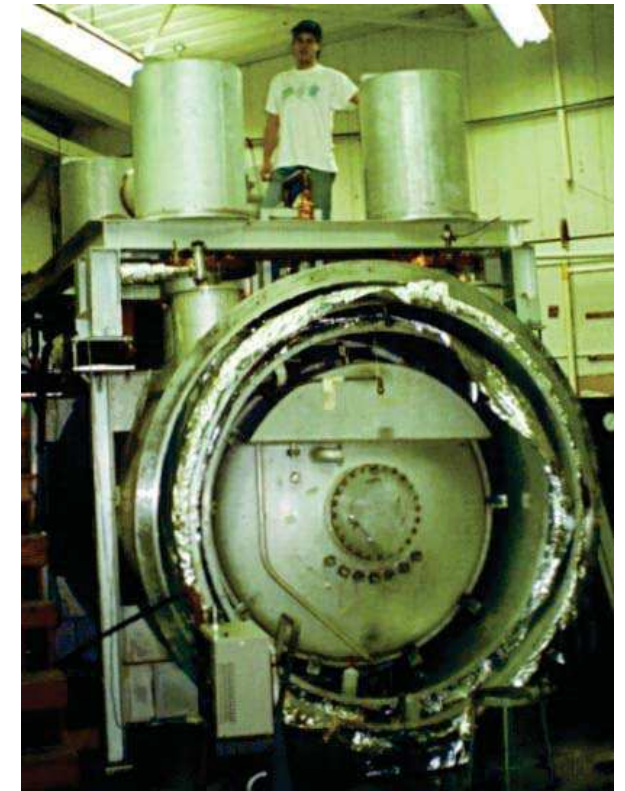
NIOBE

Perth, UWA (Australia)



ALLEGRO

Baton Rouge LSU (USA)



Masy rzędu kilku ton, rozmiary ~ 3 m \Rightarrow częstotliwości rezonansowe $f \sim 900$ Hz

Detekcja fal grawitacyjnych

Detektory rezonansowe

Class. Quantum Grav. **25** (2008) 205007

F Acernese *et al*

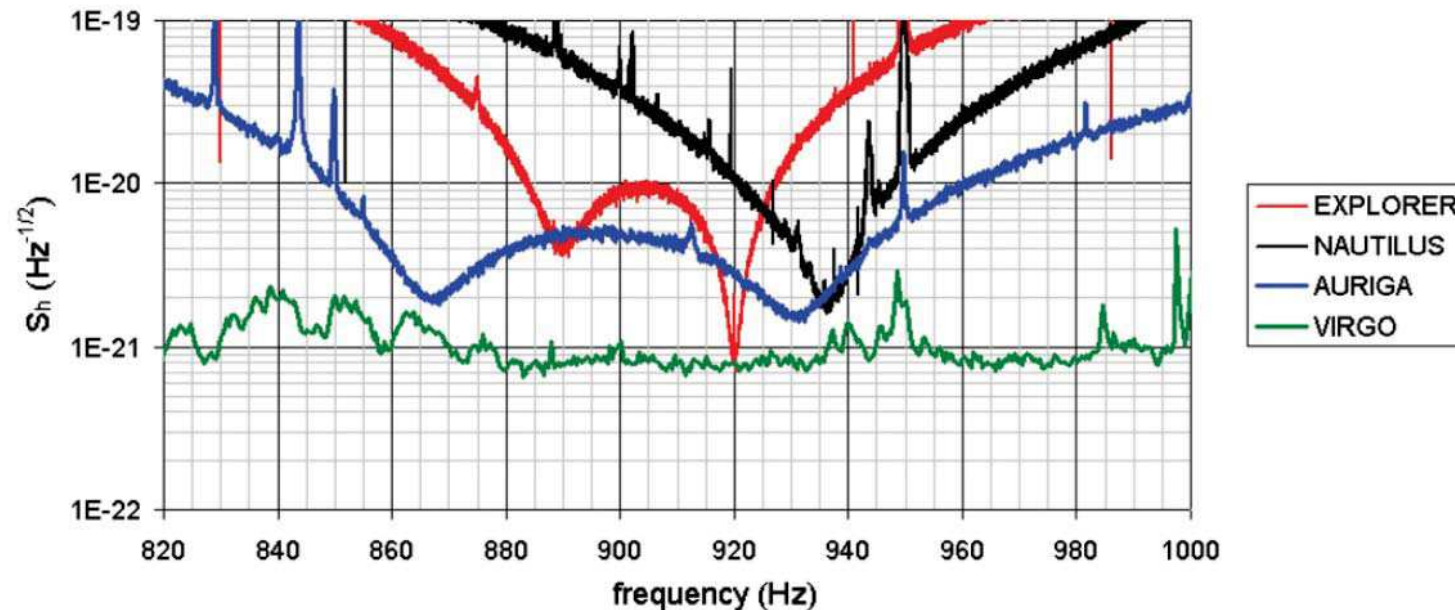


Figure 1. Typical spectral density of calibrated noise for the three resonant bar detectors during 2005 and for the Virgo interferometer in September 2005.

Detektory rezonansowe osiągnęły poziom czułości rzędu $h \sim 10^{-20}$, ale nie sprostały konkurencji detektorów interferometrycznych.

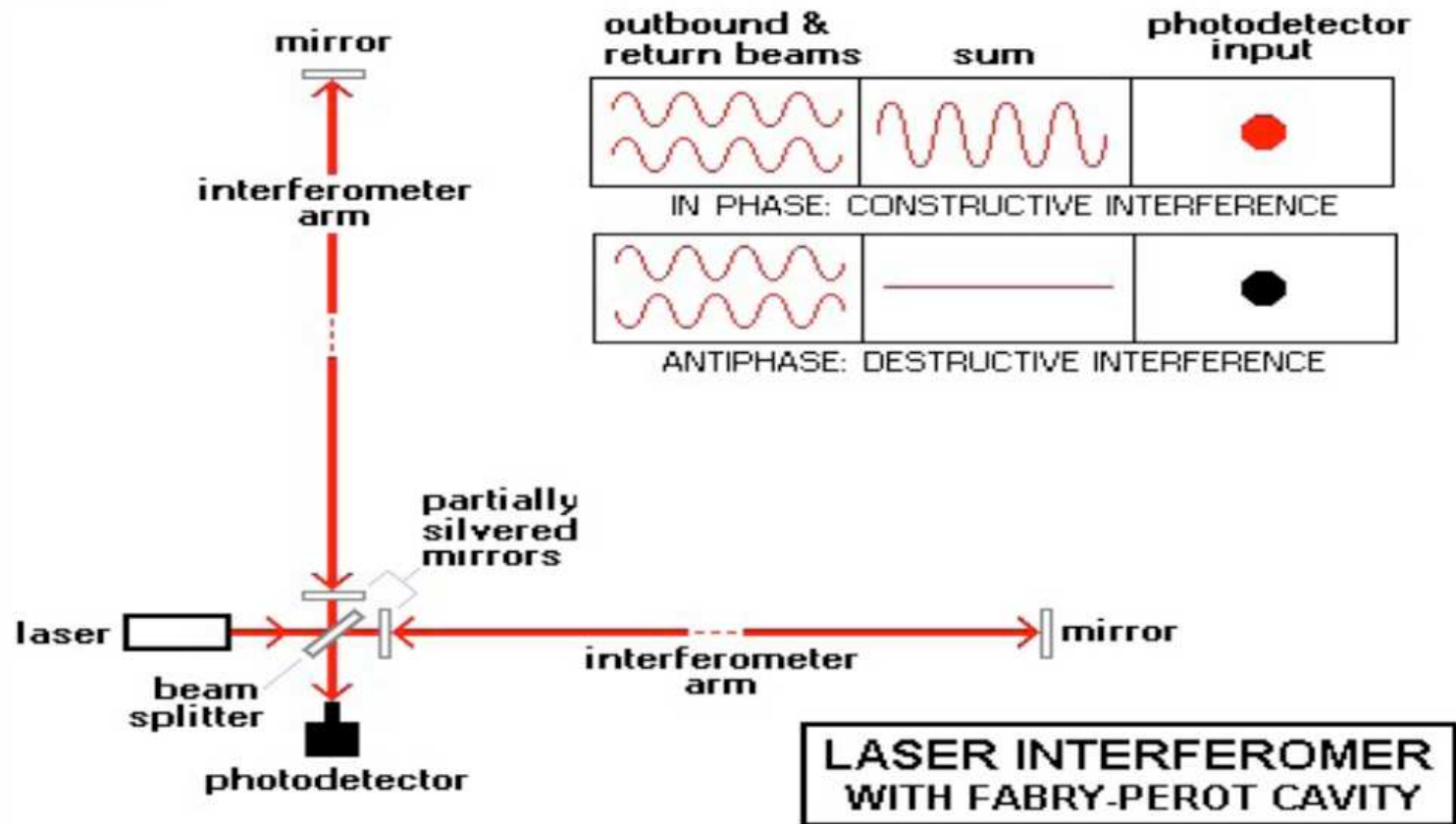
Detekcja fal grawitacyjnych

Interferometry

Bardzo prosta idea: powtórzenie doświadczenia Michelson'a-Morley'a

Pomiar różnicy w czasie propagacji światła w prostopadłych ramionach interferometru

GUG/PD/1.1



VIRGO (Wlochy)



LIGO Hanford (USA)



LIGO Livingston (USA)



Detekcja fal grawitacyjnych

Interferometry

Długie ramiona + wnęki Fabry-Perot \Rightarrow zwiększenie drogi optycznej
 \Rightarrow zwiększenie oczekiwanych odchyłeń

Czułość interferometru jest zdeterminowana przez poziom szumów:

- szum sejsmiczny
- szum termiczny
- szum lasera
- szum związany z ciśnieniem promieniowania
- statystyka rejestrowanych fotonów

Każdy z aspektów wymagał niezwykle starannego podejścia.

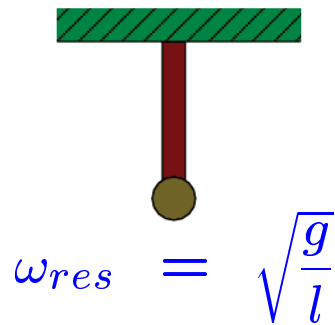
Obecnie oba eksperymenty, LIGO i VIRGO, kończą etap modernizacji i wkrótce powinny rozpocząć zbieranie danych w trybie “Advanced”

Detekcja fal grawitacyjnych

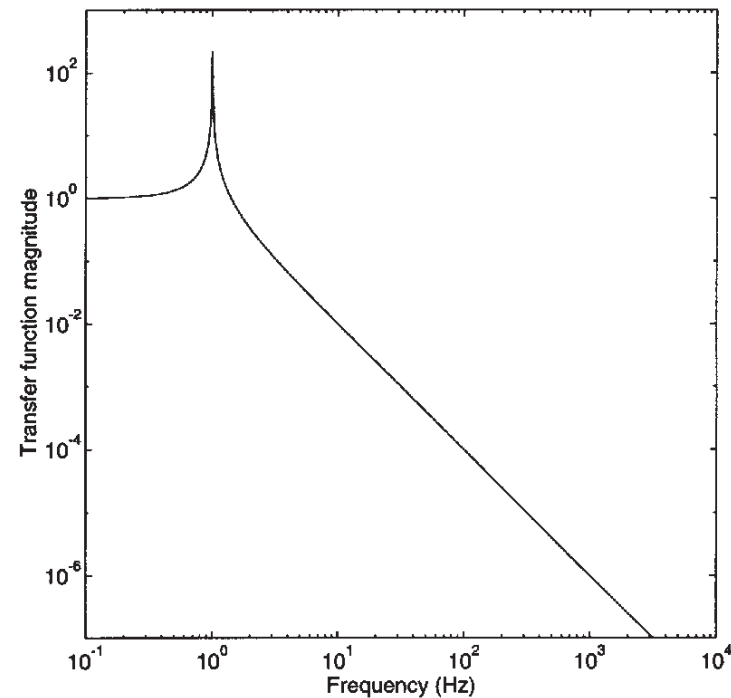
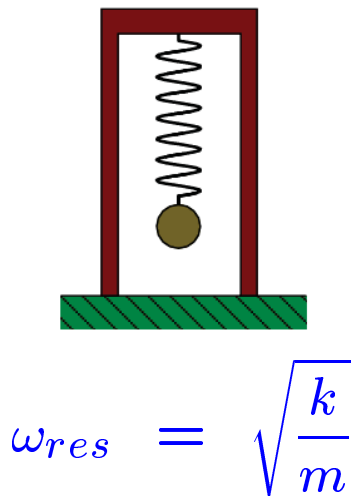
Szum sejsmiczny

Konieczne jest jak najlepsze odizolowanie elementów wnętrza od drgań sejsmicznych

⇒ mocowanie typu “odwróconego wahadła” o bardzo niskiej częstotliwości własnej



Obliczeni modelowe dla $f = 1$ Hz



Detekcja fal grawitacyjnych

Szum sejsmiczny

Odwrócone wahadło:

$$f_{res} = \sqrt{\frac{k}{m} - \frac{g}{l}}$$

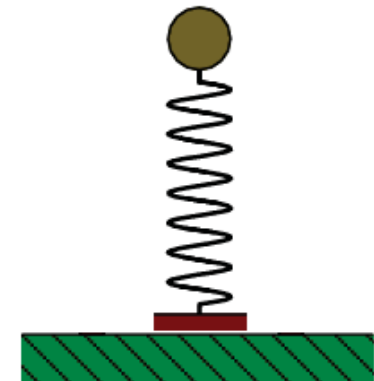
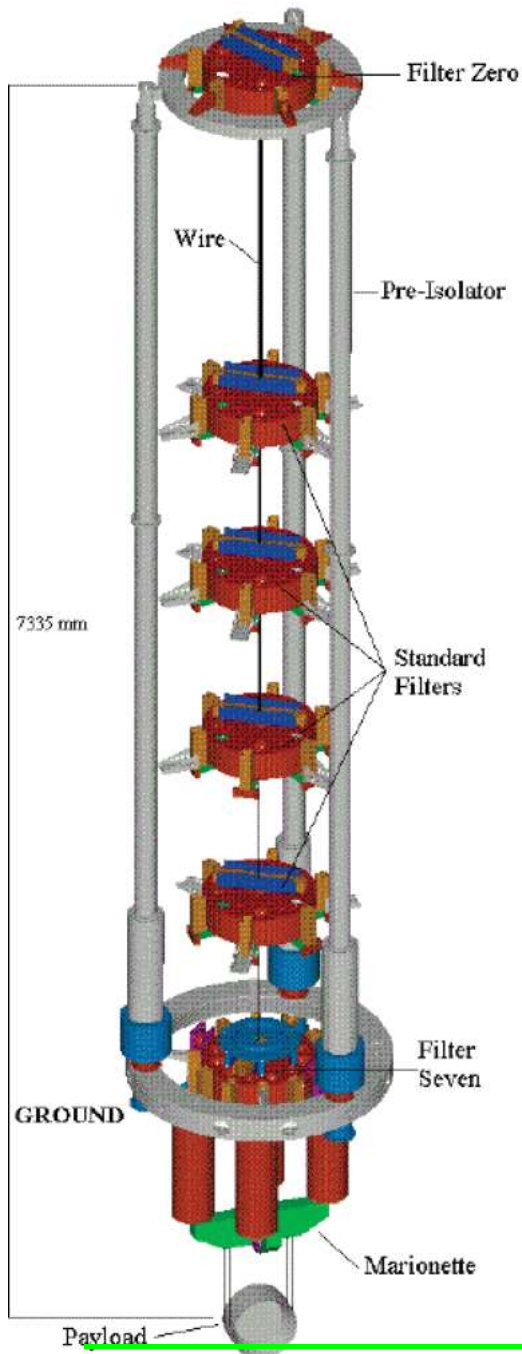
Dla VIRGO: $l \approx 7$ m

$$\Rightarrow f_{res} \sim 30 \text{ mHz}$$

\Rightarrow zmierzone tłumienie przy 10 Hz:

$$\sim 10^{14}$$

Szumy sejsmiczne są głównym powodem, dla którego nie można zejść poniżej 10 Hz



Detekcja fal grawitacyjnych

Szum termiczny

Precyzja którą chcemy uzyskać jest tak duża, że istotne stają się także drgania termiczne: **zawieszenie** poszczególnych elementów wnęki i samych **luster**

Najlepszym rozwiązaniem jest chłodzenie całego zawieszenia i luster.

Niezależnie konieczna jest bardzo dobra stabilizacja temperatury.

Nie jest to oczywiste w przypadku luster, które rozgrzewają się pod wpływem wiązki.

Muszą być wykonane z materiału o jak najniższym pochłanianiu.

Szum termiczny ma dominujący wkład w obszarze niskich i średnich częstotliwości

Szum lasera

Konieczne jest stosowanie bardzo stabilnych laserów

Stabilizacja częstotliwości i dobra separacja modu podstawowego -

dedykowany moduł “czyszczący” (filtr interferometryczny) na wejściu interferometru

Odpowiednie filtry także na wyjściu sygnału, przed fotodetektorem.

Detekcja fal grawitacyjnych

Statystyka fotonów

Aby zmierzyć sygnał musimy zliczyć odpowiednią liczbę fotonów.

Podlega ona jednak fluktuacjom Poissona! Im wyższa częstotliwość, którą testujemy, tym większe fluktuacje (mniejszy czas sumowania \Rightarrow niższa statystyka fotonów).

Jedynym sposobem na ich zmniejszenie jest zwiększenie mocy lasera...

Szumy Poissonowskie dominują dla dużych częstotliwości

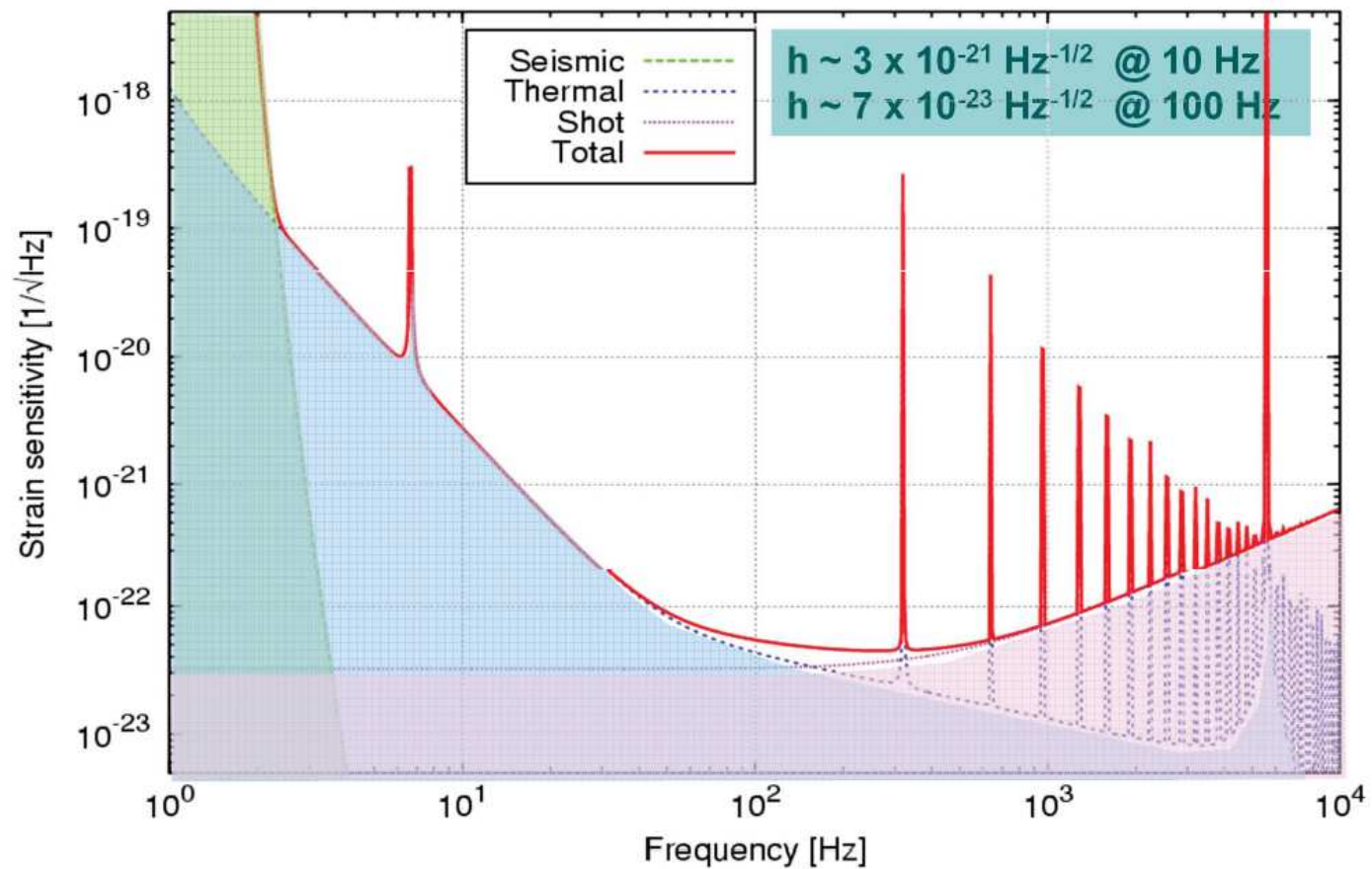
Ograniczenie kwantowe

Precyzja, którą chcemy uzyskać jest tak duża, że w którymś momencie dochodzimy do ograniczenia wynikającego z zasady nieoznaczoności Heisemberga (dokładności pozycji fotonu na zwierciadle).

Detekcja fal grawitacyjnych

Projekt VIRGO

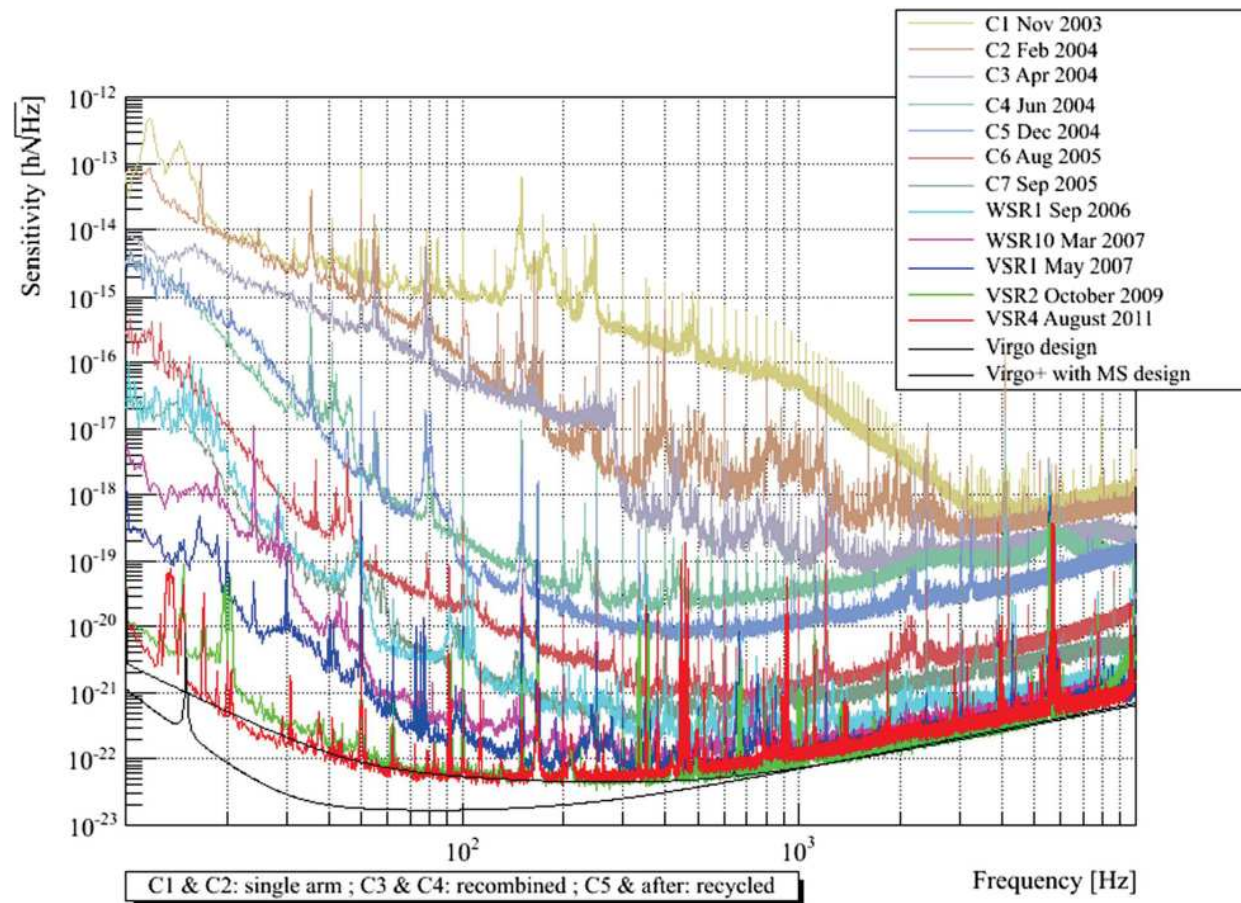
Projektowana dokładność pomiaru



Detekcja fal grawitacyjnych

Projekt VIRGO

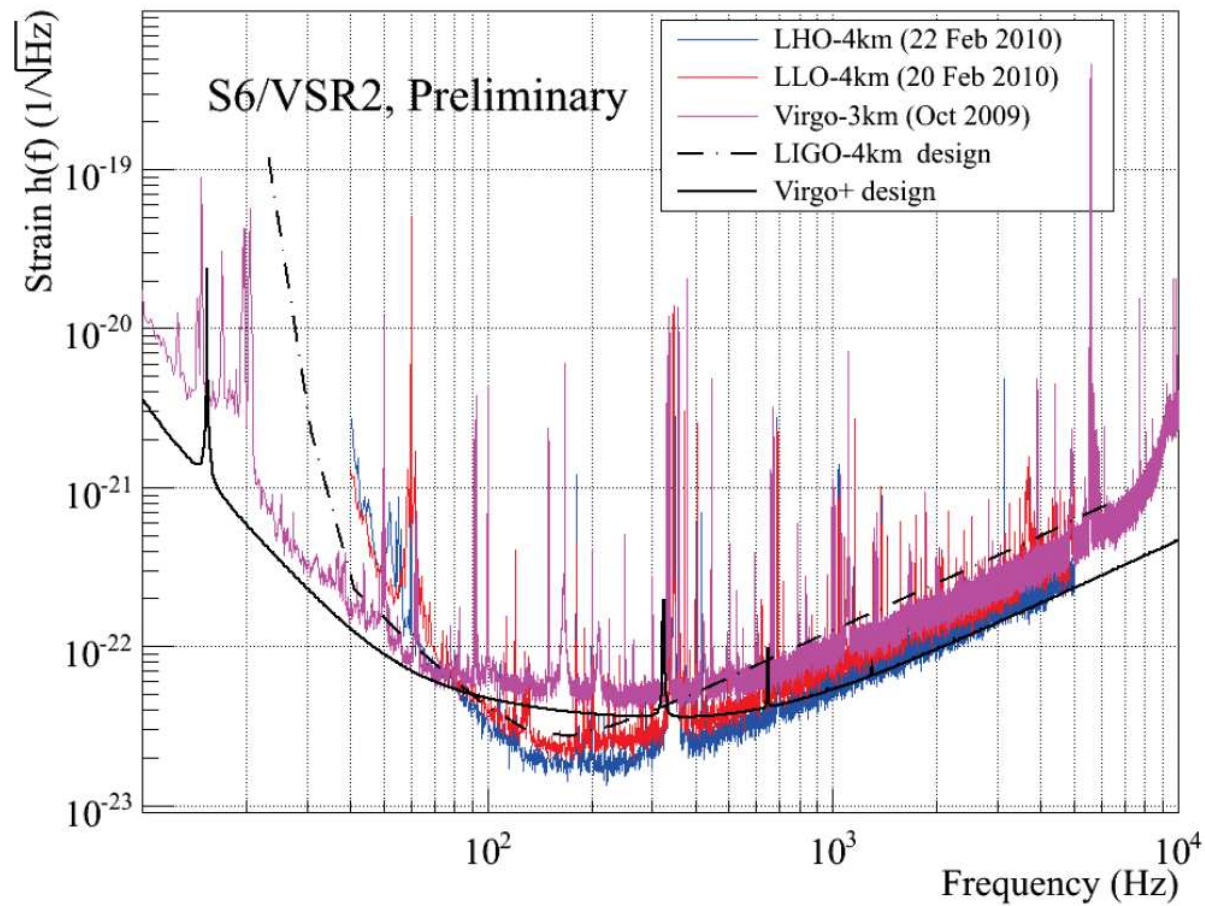
W kolejnych latach działania detektora eliminowano kolejne źródła szumów



Detekcja fal grawitacyjnych

LIGO + VIRGO

Uzyskana dokładność pomiaru (poziom szumów)

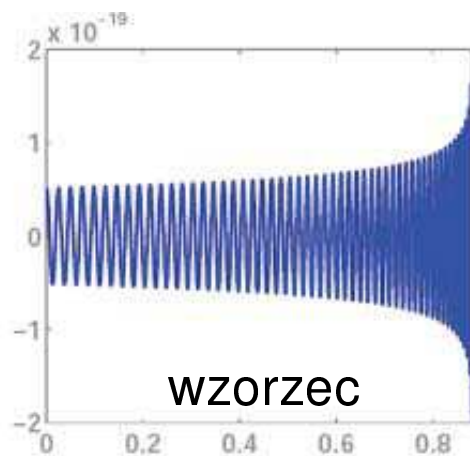
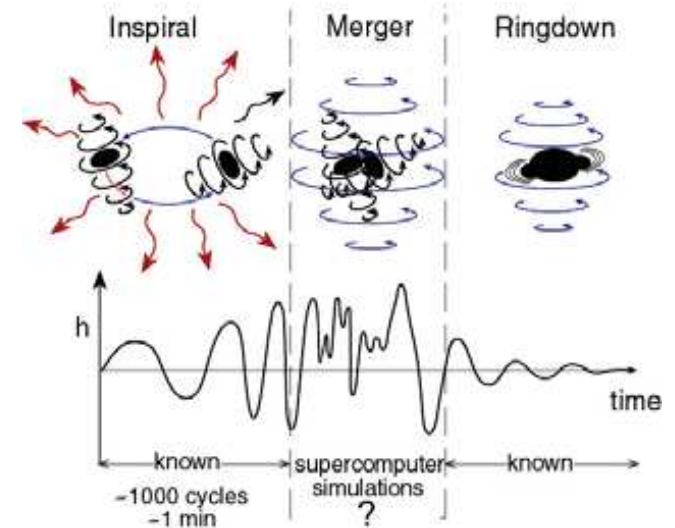


Detekcja fal grawitacyjnych

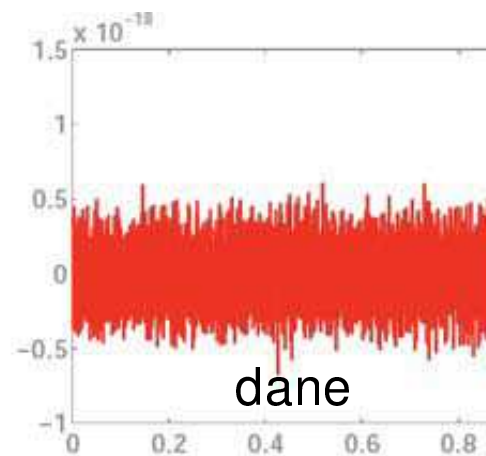
Analiza sygnału

Potrafiemy modelować emisję fal grawitacyjnych przy zlewaniu się układu podwójnego. Emisja jest stosunkowo długa i ma charakterystyczny przebieg.

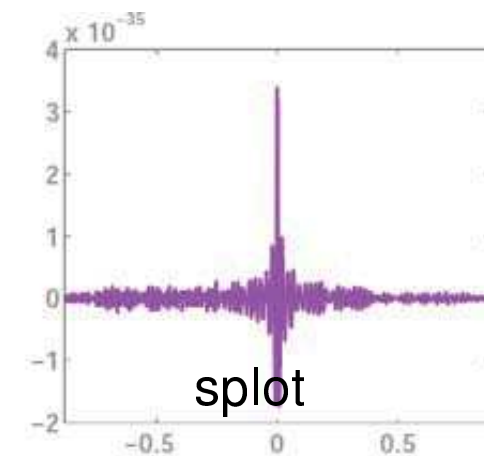
Możemy porównywać wzorzec z danymi



wzorzec



dane

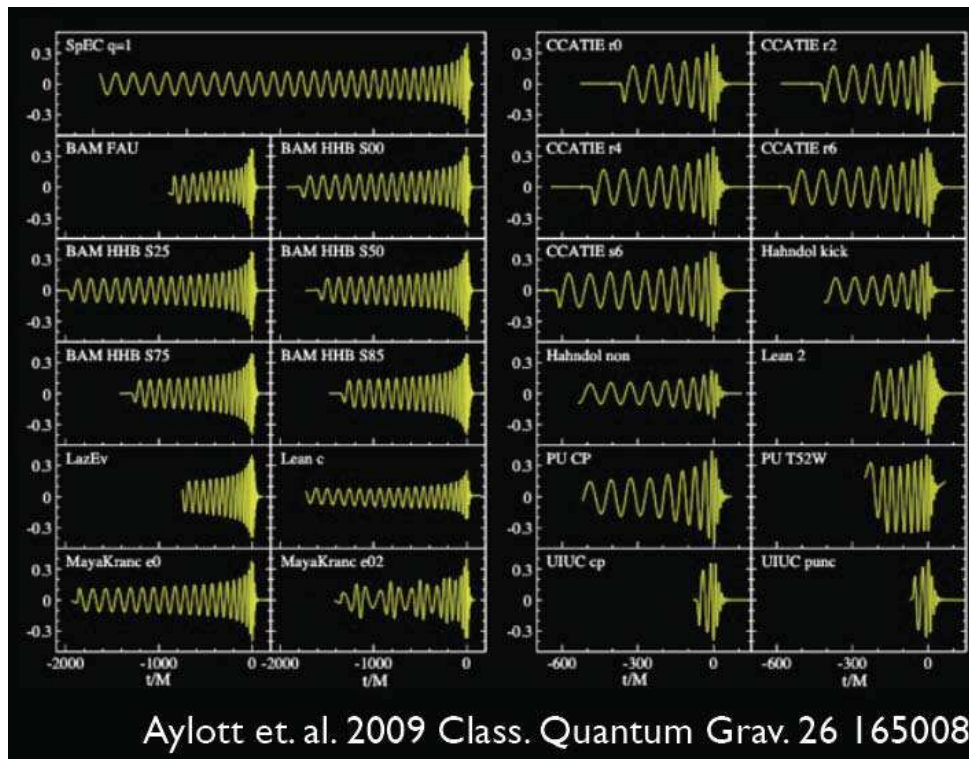


splot

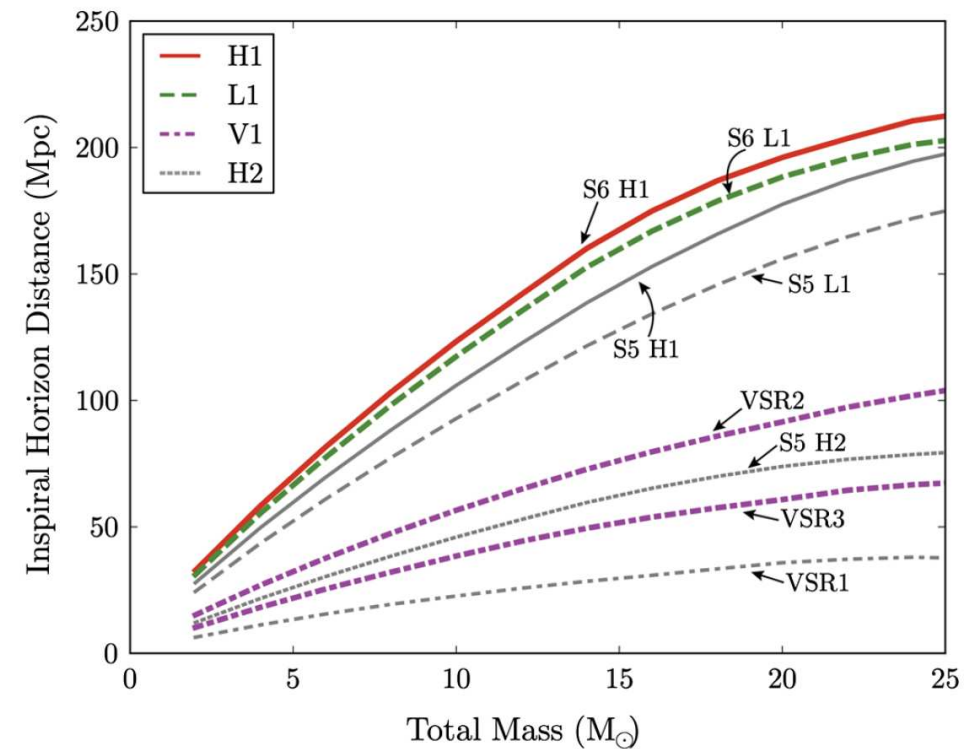
Detekcja fal grawitacyjnych

Analiza sygnału

Przykładowy zestaw wzorców



Szacowany zasięg przy detekcji zlewającego się układu podwójnego

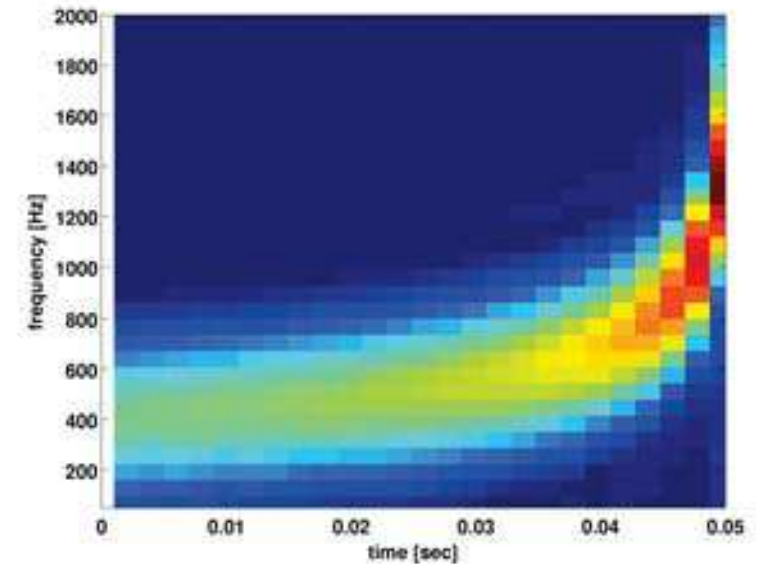
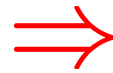
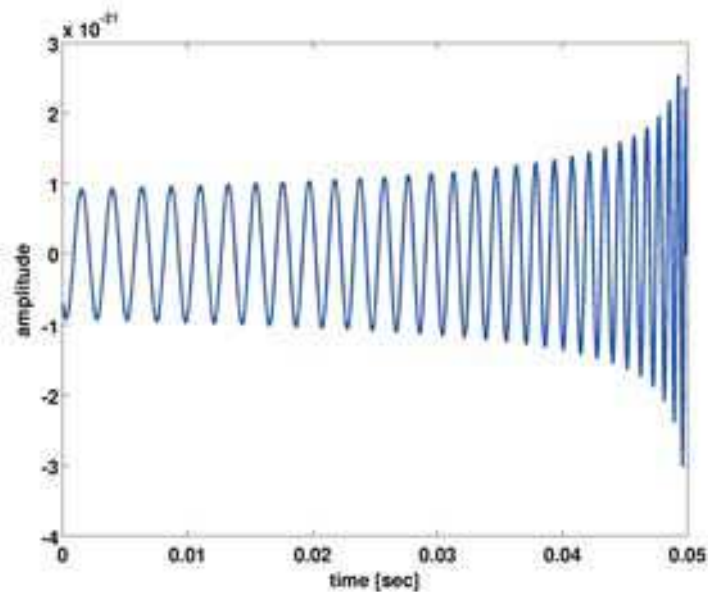


Niestety, nic nie znaleziono (LIGO+Virgo)...

Detekcja fal grawitacyjnych

Analiza sygnału

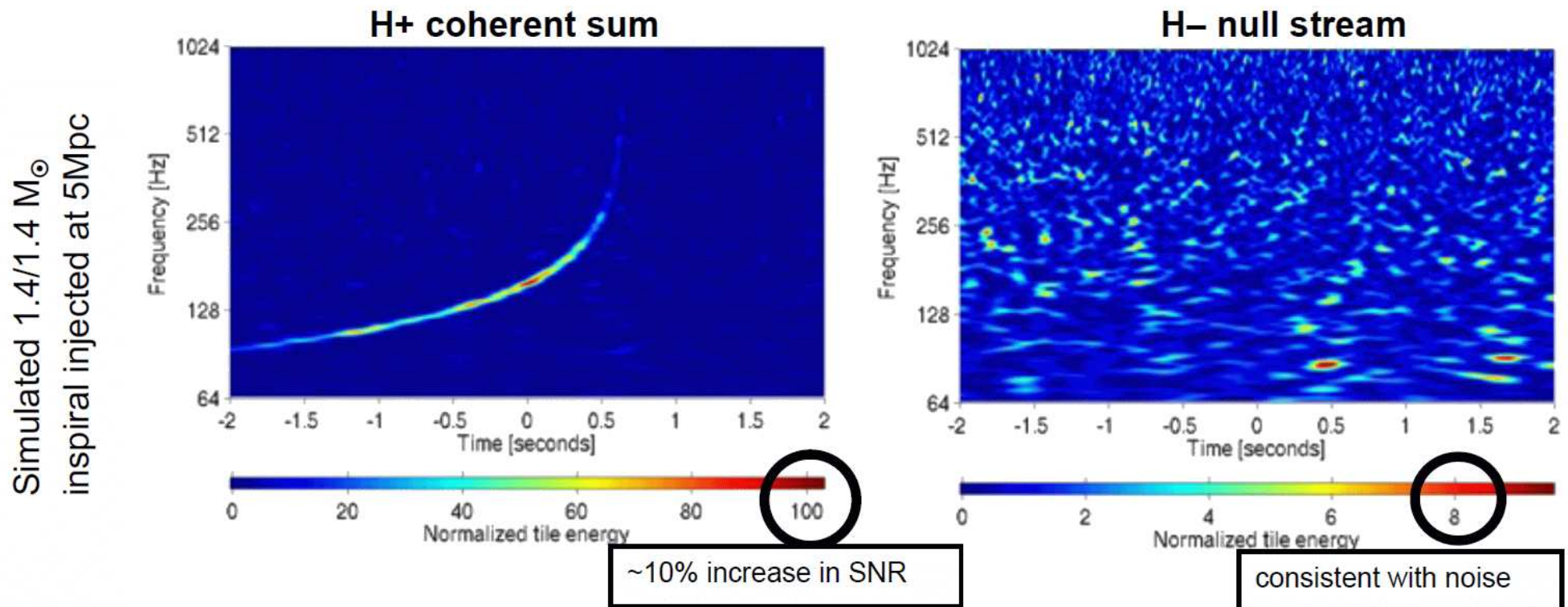
Alternatywne podejście: szukanie “rozbłysku” na mapie czas-częstość



Detekcja fal grawitacyjnych

Analiza sygnału

Symulowany sygnał w detektorze LIGO

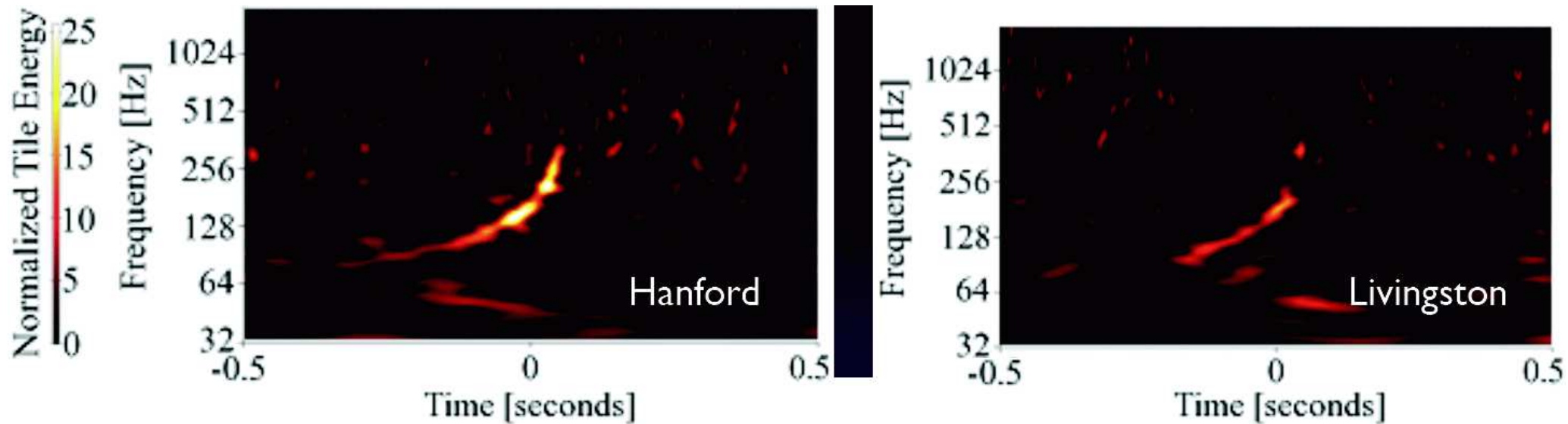


Aby lepiej odróżnić tło od szumów porównuje się sygnał z dwóch niezależnych detektorów. Sygnał wyraźniej widoczny w sumie (H+), nie widać go na różnicy (H-).

Detekcja fal grawitacyjnych

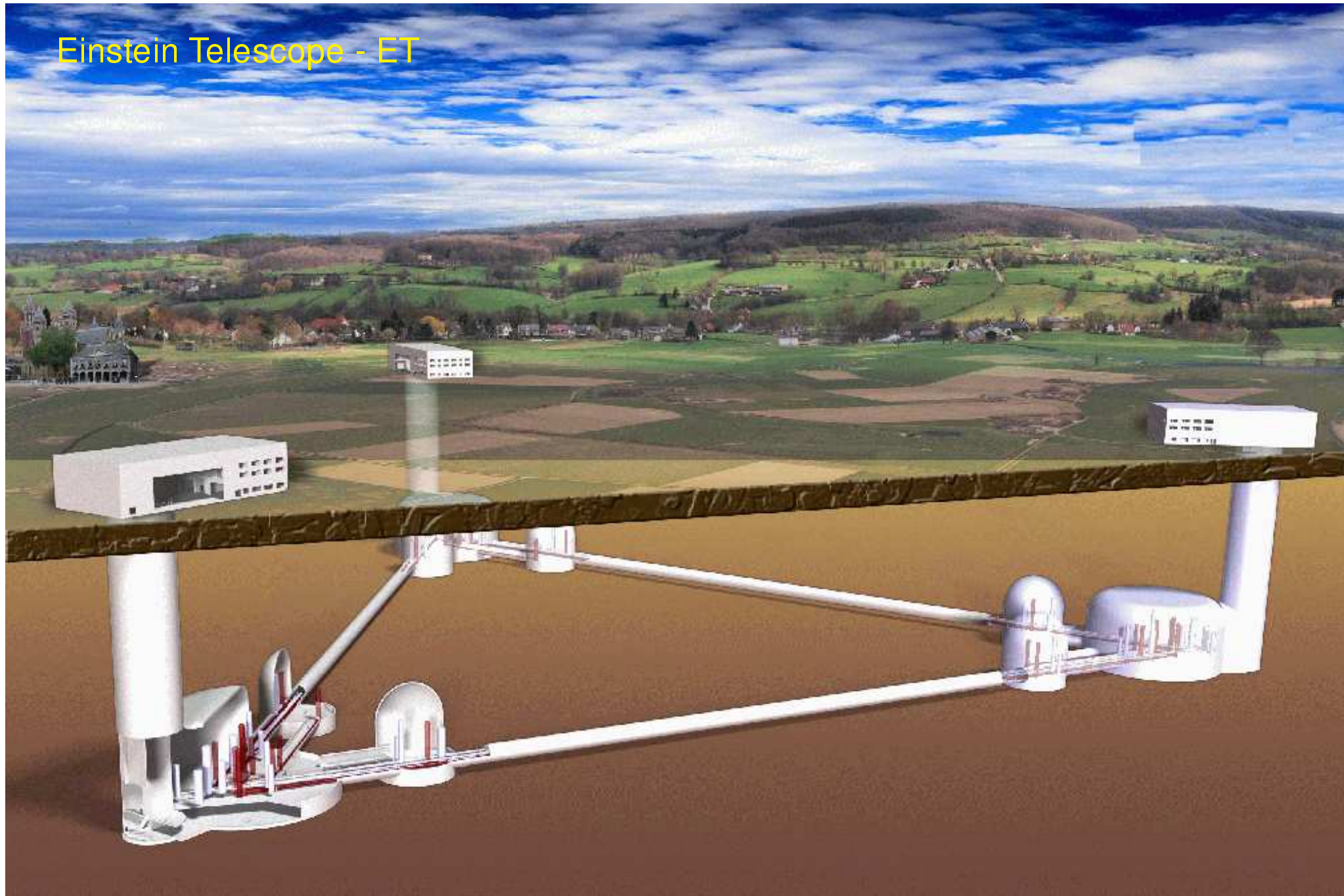
Analiza sygnału

W ostatnim okresie działalności LIGO (przed modernizacją) “potajemnie” wprowadzono do zbieranych danych symulowany sygnał w Wielkiej Niedźwiedzicy



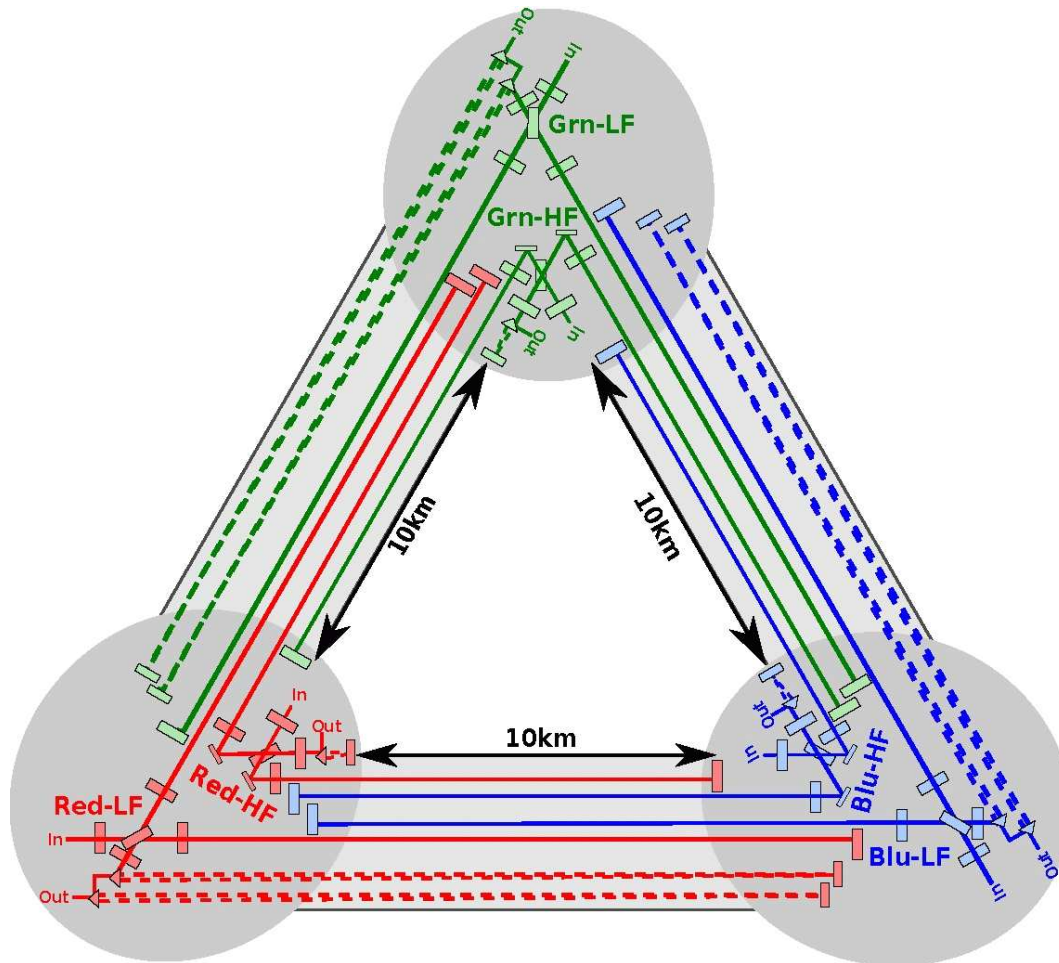
Został poprawnie wykryty...

Einstein Telescope - ET



Przyszłe eksperymenty

Einstein Telescope



W każdej parze ramion znajdować się będą dwa interferometry:

- niskiej częstotliwości - LF (zimny)
- wysokiej częstotliwości - HF (ciepły)

Łącznie 6 niezależnych interferometrów.

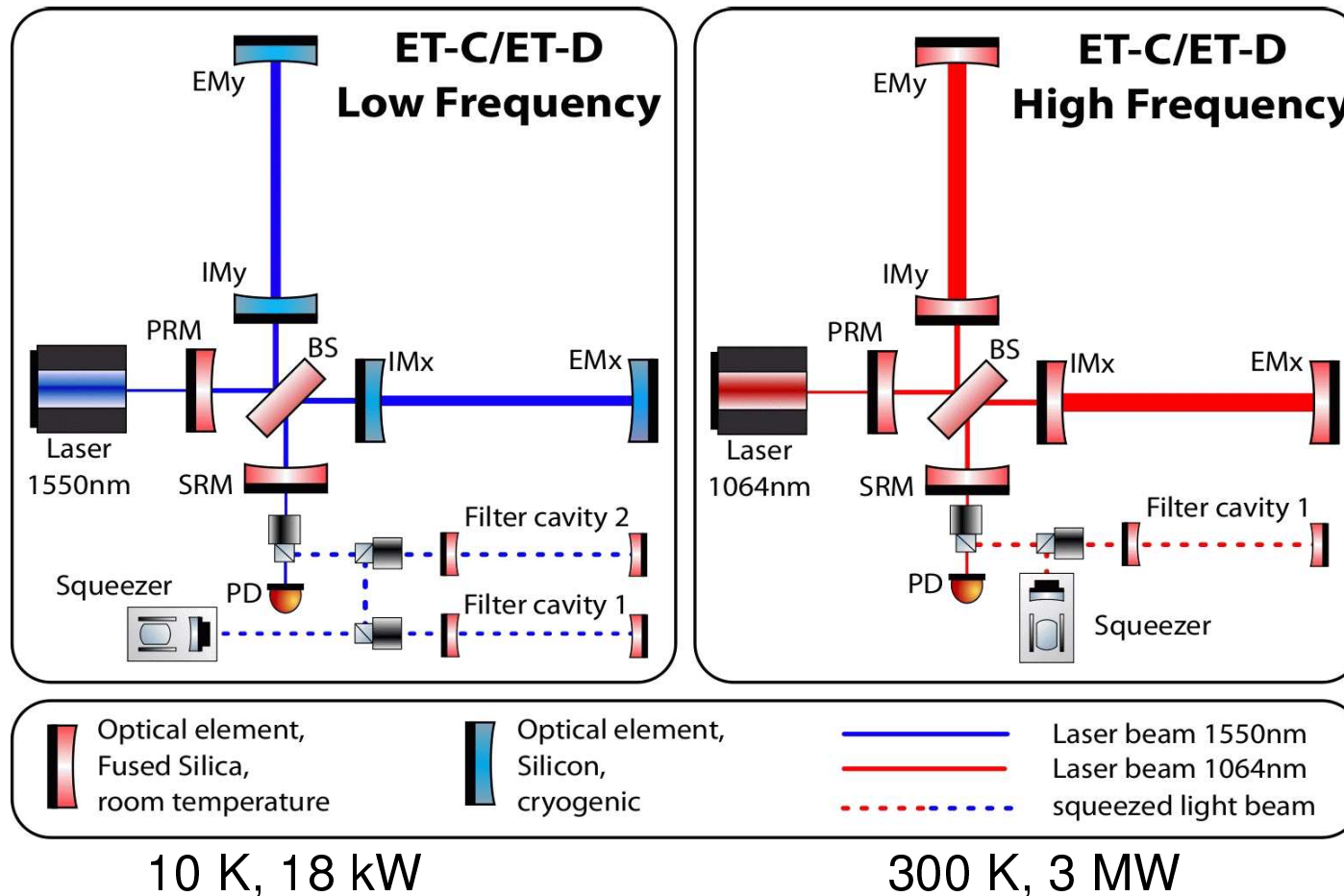
Decyzja o finansowaniu powinna zapaść w ciągu kilku najbliższych lat.

- ⇒ produkcja elementów ~ 2020
- ⇒ rozpoczęcie instalacji ~ 2025
- ⇒ zbierania danych ~ 2030

Przyszłe eksperymenty

Einstein Telescope

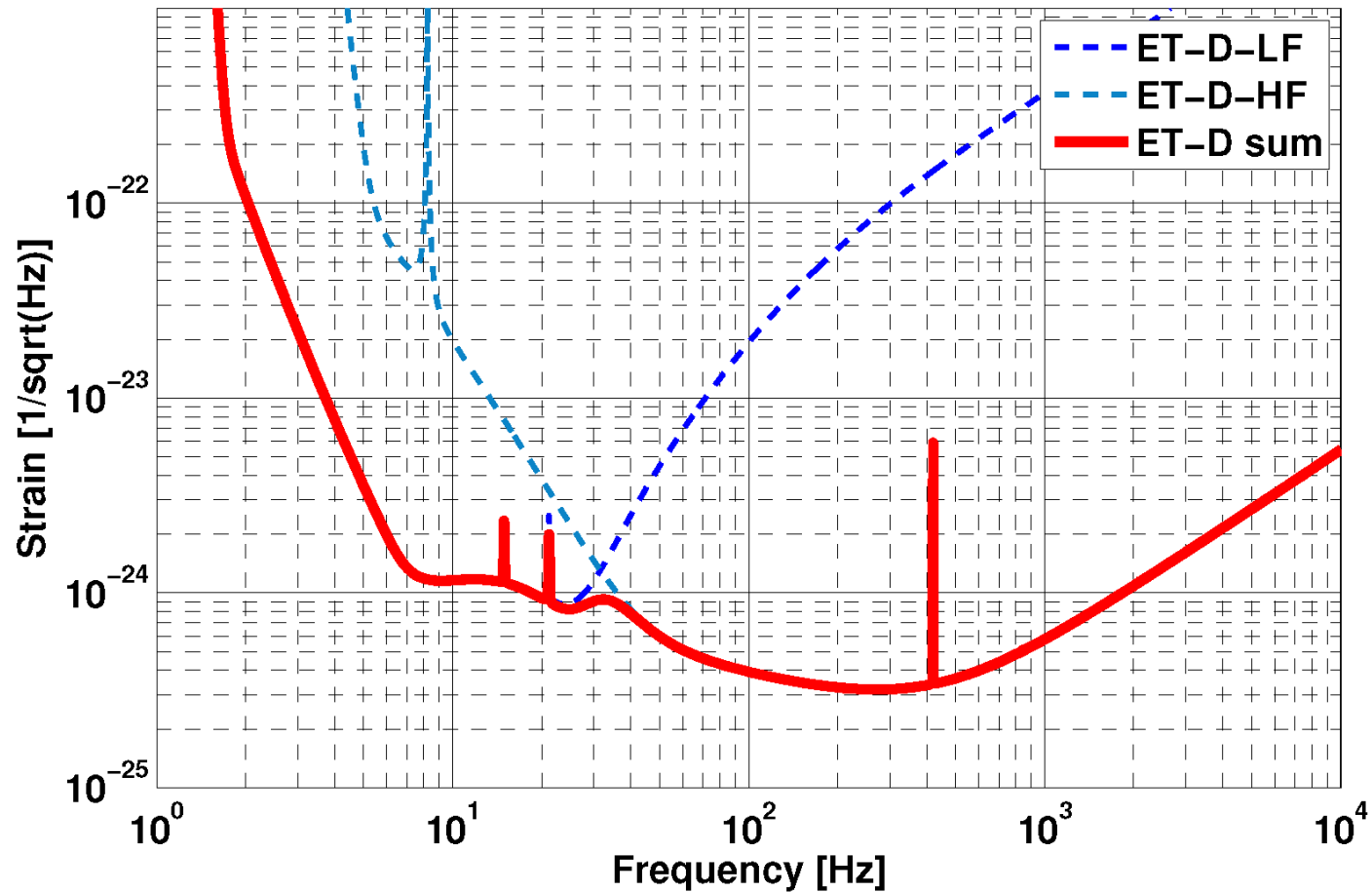
Aby zwiększyć czułość urządzenia zakłada się budowę w każdym wierzchołku dwóch niezależnych interferometrów:



Przyszłe eksperymenty

Einstein Telescope

Oczekiwana czułość całego urządzenia:

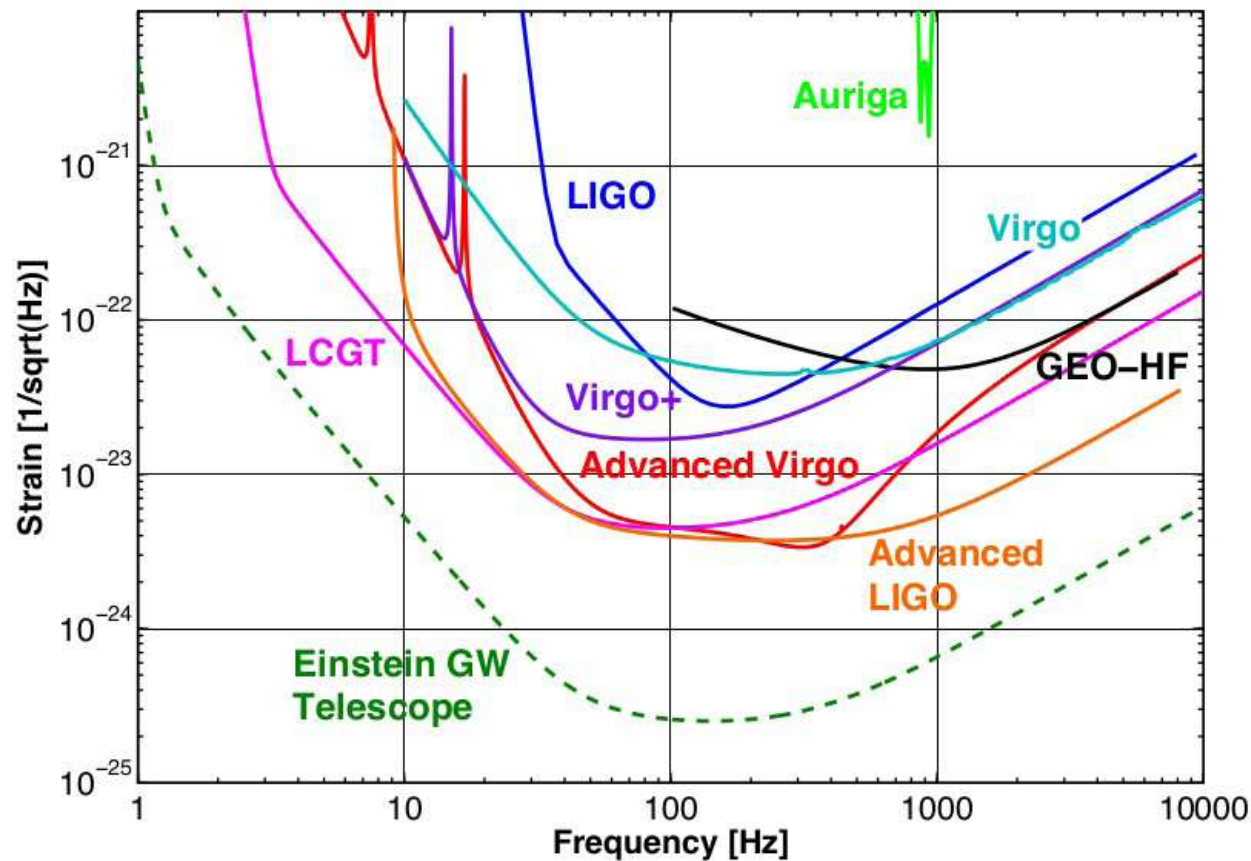


Przyszłe eksperymenty

Einstein Telescope

Czułość o rząd wielkości większa niż Advanced LIGO + Virgo

⇒ 10 razy większy zasięg ⇒ 10^3 więcej źródeł !



Przyszłe eksperymenty

Detektory satelitarne

Detektory naziemne nie są w stanie mierzyć fal o częstotliwości poniżej ok. 10 Hz z uwagi na przytłaczające tło sejsmiczne.

Najsilniejsze sygnały oczekiwane z układów podwójnych bardzo masywnych czarnych dziur \Rightarrow emisja w zakresie mHz...

Jedyny sposób - eksperyment “bez podparcia”, w kosmosie...

LISA Laser Interferometer Space Antenna

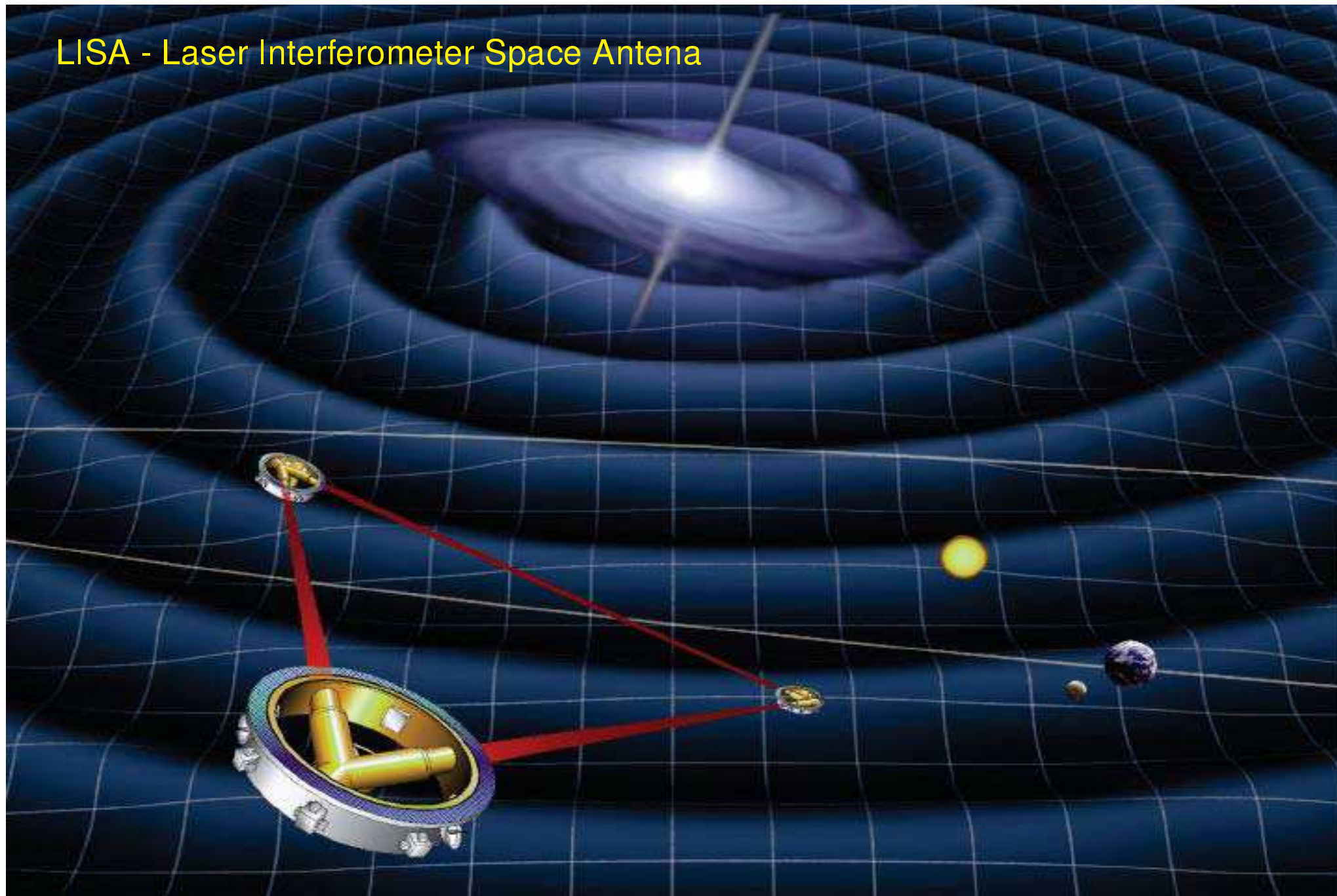
Projekt NASA+ESA rozwijany od lat 1990.

Trzy stacje satelitarne w układzie trójkąta o boku 5 mln. km, na orbicie Słonecznej 20° za Ziemią.

Przewidziany przez ESA do wystrzelenia w ~ 2018 .

Niestety, w kwietniu 2011, z powodu cięć finansowych, NASA wycofała się ze współpracy...

LISA - Laser Interferometer Space Antenna

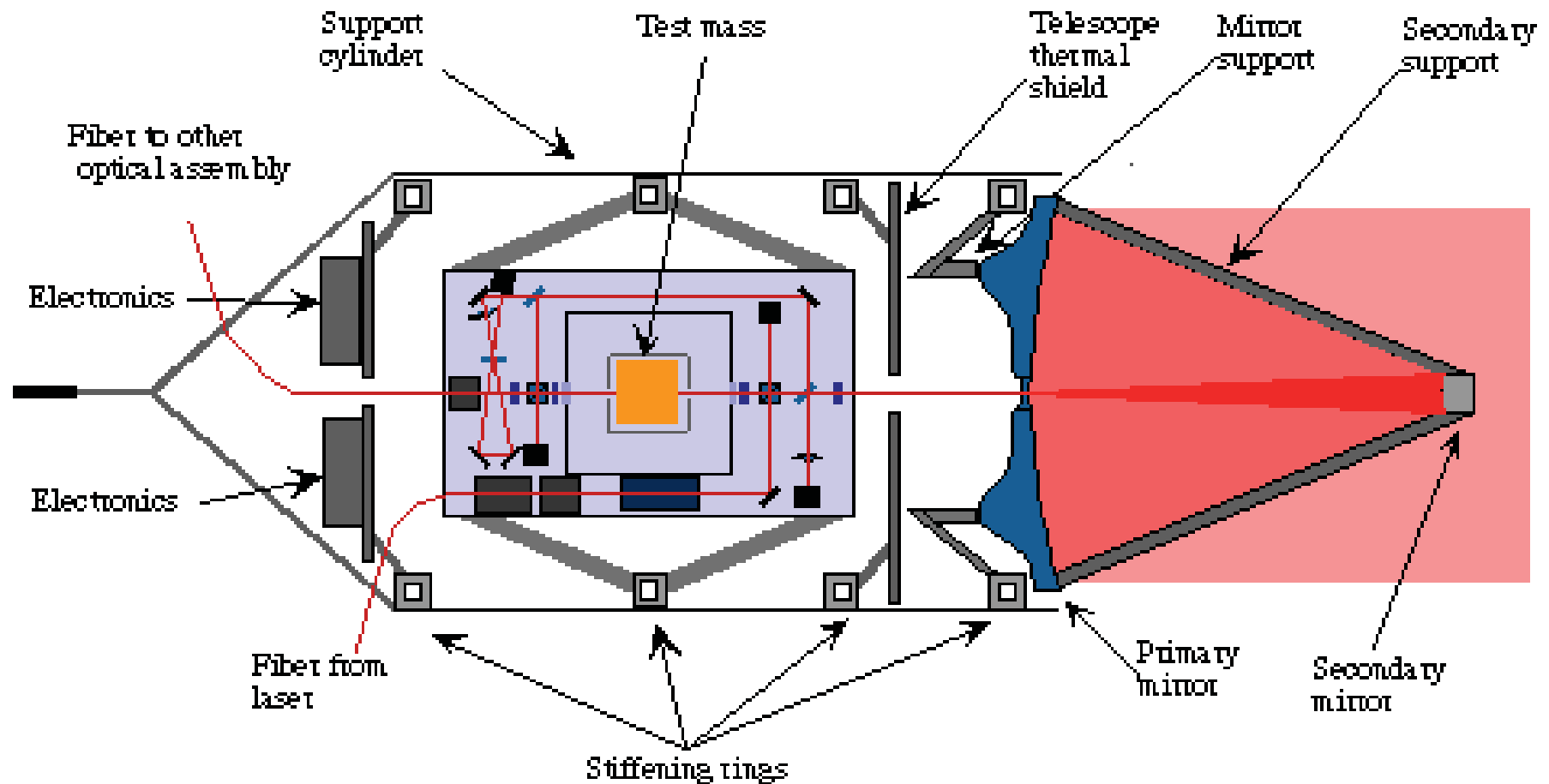


Przyszłe eksperymenty

LISA

Schemat pojedynczego modułu pomiarowego detektora LISA.

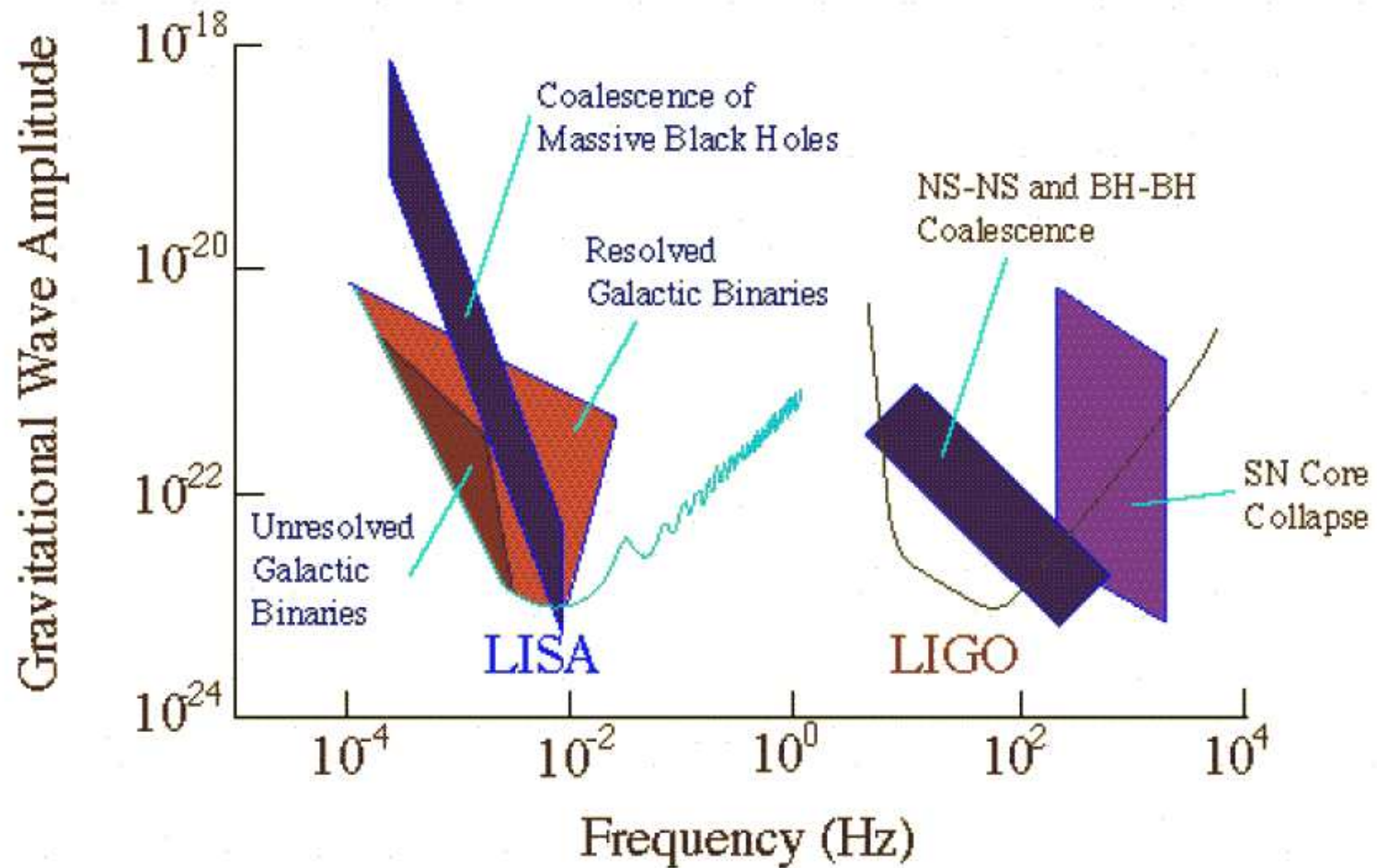
Interferometr mierzy odległość między całkowicie odizolowanymi “masami testowymi”



Przyszłe eksperymenty

LISA

Oczekiwana czułość i zakres częstotliwości w projekcie LISA



Przyszłe eksperymenty

eLISA

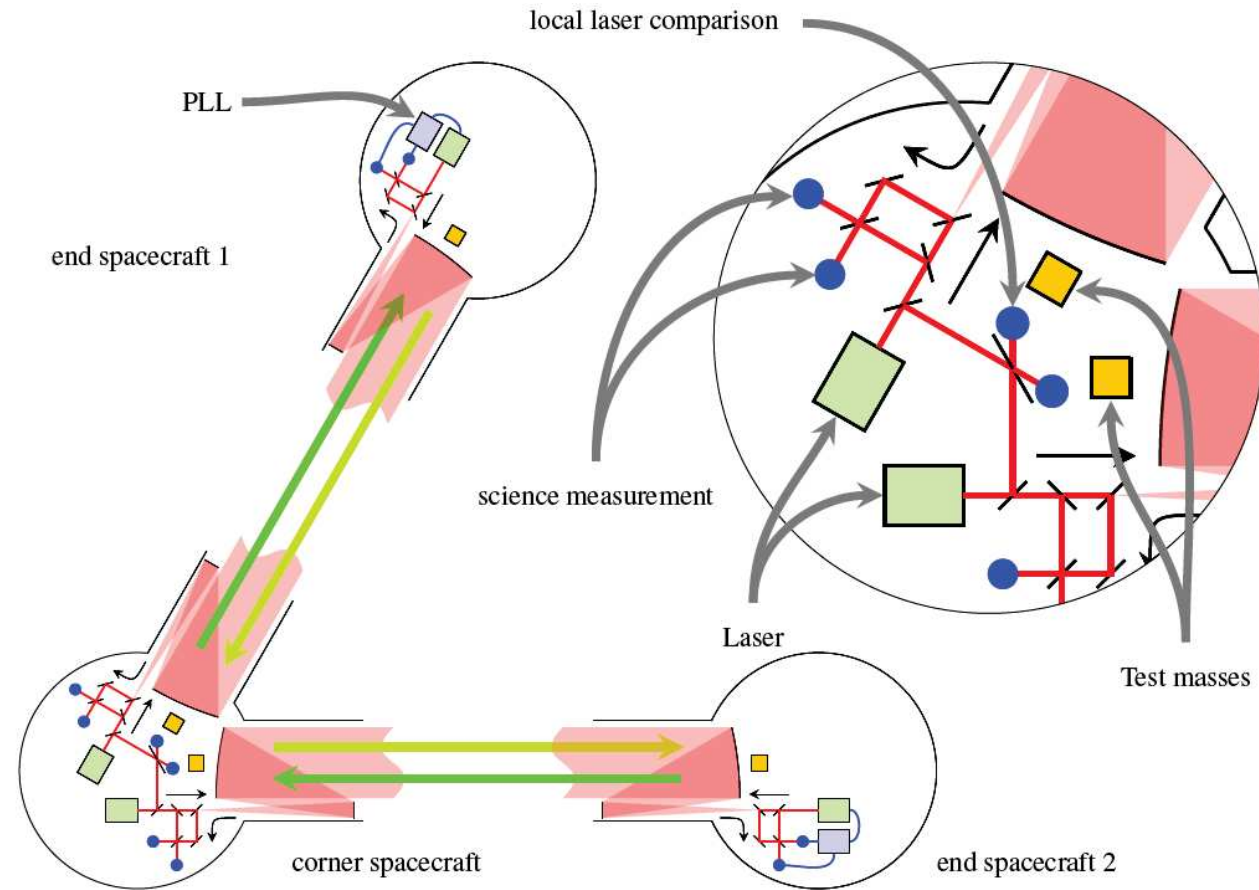
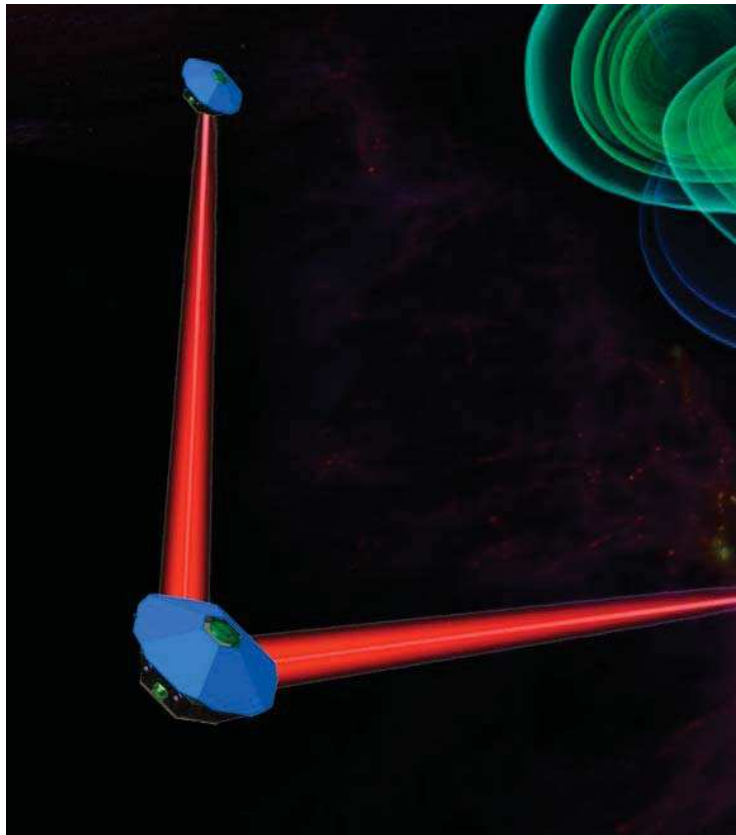
Po wycofaniu NASA projekt musiałby być przycięty do możliwości budżetowych ESA

Parametr	LISA	eLISA
Długość ramienia	5 mln. km	1 mln. km
Liczba linii laserowych	6	4
Średnica zwierciadeł	40 cm	20 cm
Dokładność stabilizacji	$0.6 \frac{fm}{s^2 \sqrt{Hz}}$	$3 \frac{fm}{s^2 \sqrt{Hz}}$
Odległość od Ziemi	20°	9°
Nominalny czas misji	5 lat	2 lata
Planowane wystrzelenie	2018	2034

Przyszłe eksperymenty

eLISA

Schemat układu interferometrów eLISA



Przyszłe eksperymenty

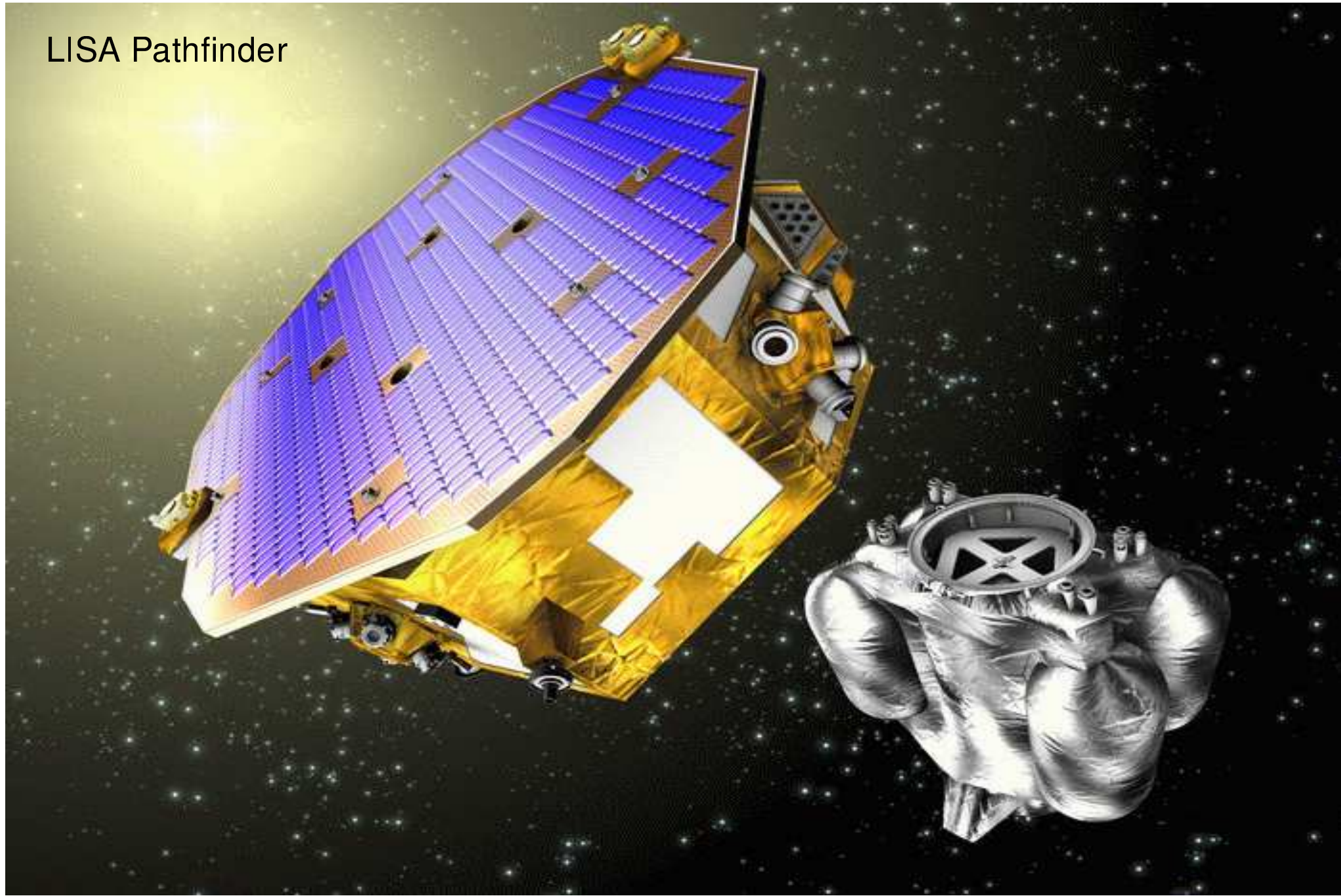
LISA Pathfinder

Jeszcze w tym roku powinien zostać wystrzelony próbnik testowy “LISA Pathfinder”, który ma przetestować kluczowe dla projektu podzespoły:

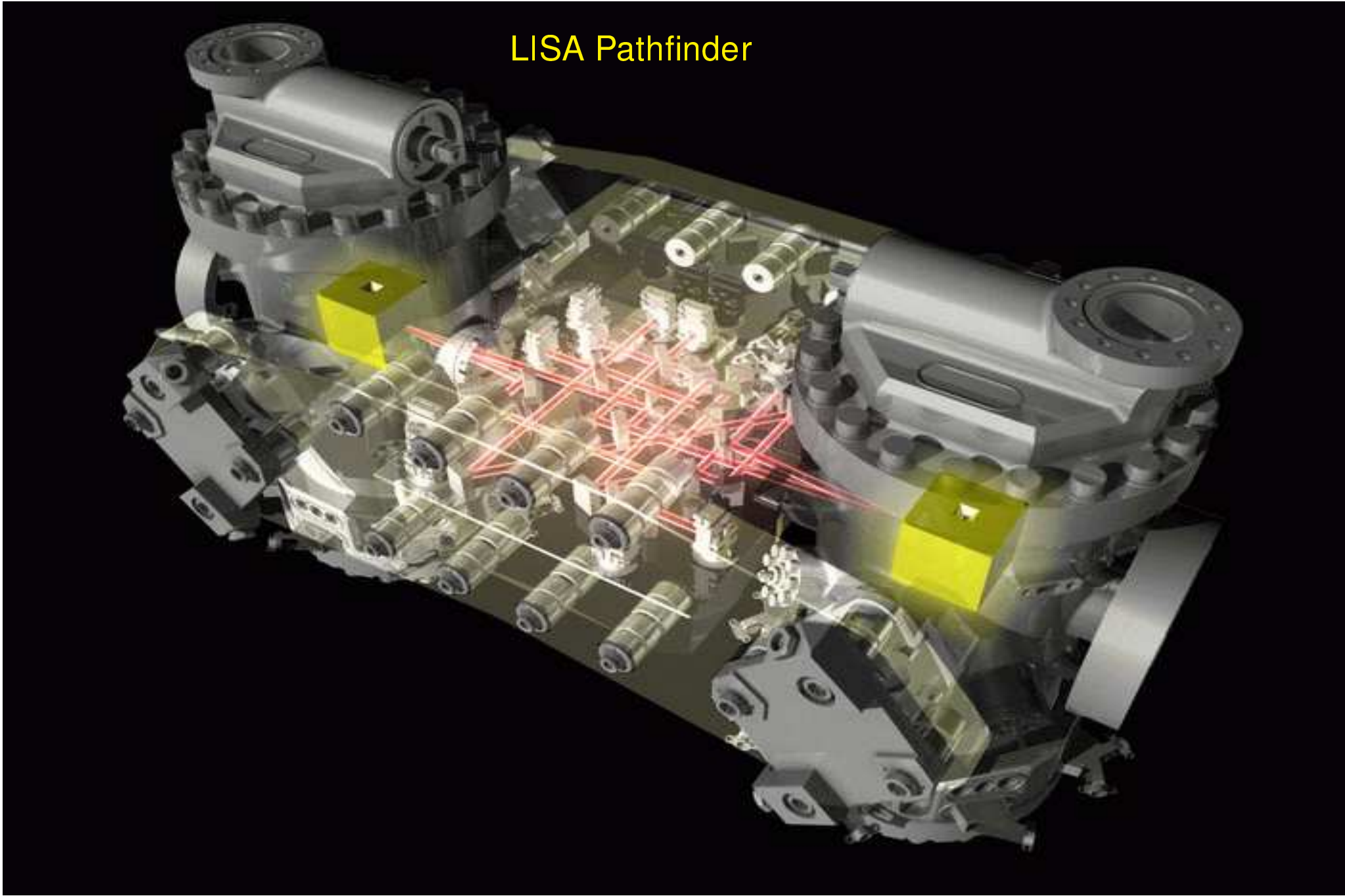
- mikro silniki
- układ kontroli pozycji
- układ optyczny
- czujniki optyczne
- czujniki inercyjne
- oprogramowanie
w szczególności system redukcji zaburzeń

Testowy interferometr będzie miał tylko... 35cm,
więc nie dostarczy żadnych wyników fizycznych

LISA Pathfinder



LISA Pathfinder



Przyszłe eksperymenty

Dalsze koncepcje satelitarne

Rozważanych jest już szereg kolejnych projektów:

- ALIA - Advanced Laser Interferometer Antenna
Podobny do LISA, ale wyższa czułość mimo krótszego ramienia
- ALIAS- Advanced Laser Interferometer Antenna in Stereo
Dwa układy ALIA oddalone o 40° (na orbicie)
- LISAS - Laser Interferometer Space Antenna in Stereo
Dwa układy LISA oddalone o 40° (na orbicie)
- BBO - Big Bang Observer (BBO)
Cztery układy typu LISA - dwa nakładające się (“Gwiazda Dawida”), kolejne co 60°

Nowe układy powinny pokryć zakres pośrednich częstości 0.1 - 10 Hz

BBO powinien wykrywać układy podwójne o $M \geq 1M_\odot$ do odległości $z \sim 3$

Duże odległości \Rightarrow możliwość dokładnego określenia pozycji źródła